

**T.C.**  
**İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Nd KATKILI YBaCuO SÜPERİLETKEN ÜRETİMİ**  
**VE KARAKTERİZASYONU**

**Melike ŞENER**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

**MALATYA**  
**Temmuz 2013**

Tezin Başlığı : Nd Katkılı YBaCuO Süperiletken Üretimi  
ve Karakterizasyonu

Tezi Hazırlayan : Melike ŞENER

Sınav Tarihi :29/07/2013

Yukarıda adı geçen tez jürimizce değerlendirilerek Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

### Sınav Jüri Üyeleri

**Tez Danışmanı :** Yrd. Doç. Dr. Z. Deniz YAKINCI  
İnönü Üniversitesi

.....

**Doç. Dr. Yakup BALCI**  
İnönü Üniversitesi

.....

**Doç. Dr. Serdar ALTIN**  
İnönü Üniversitesi

.....

İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı:

.....

**Prof. Dr. Mehmet ALPASLAN**  
Enstitü Müdürü

## ONUR SÖZÜ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum ‘’Nd katkılı YBaCuO Süperiletken Üretimi ve Karakterizasyonu’’ başlıklı bu çalışmanın bilimsel ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yardıma başvurmaksızın tarafımdan yazıldığını ve yararlandığım bütün kaynakların, hem metin içinde hem de kaynakçada yöntemine uygun biçimde gösterilenlerden oluştuğunu belirtir, bunu onurumla doğrularım.

Melike ŞENER

# ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

## Nd KATKILI YBaCuO SÜPERİLETKEN ÜRETİMİ VE KARAKTERİZASYONU

Melike ŞENER

İnönü Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

86+x sayfa

2013

**Danışman:** Yrd. Doç. Dr. Z. Deniz YAKINCI

Bu tezde katıhal reaksiyon yöntemi kullanılarak Y yerine Nd katkıli YBCO süperiletkeni üretilmiştir.  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_y$  ( $x=0.0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$ ) şeklindeki kompozisyonlar hazırlanmıştır. Nd katkısının YBCO bileşiminin elektriksel ve manyetik özelliklerine etkisi incelenmiştir.

Üretilen örneklerde Nd katkılanması YBCO süperiletkeninin  $T_c$  değerini arttırdığı ve katkılama ile malzemenin diamanyetik-paramanyetik faz geçişi gösterdiği görülmüştür. Tüm örnekler kritik akım yoğunluğunun manyetik alana bağlı değişimi grafiğinde pik etkisi veya balık kuyruğu davranışı gözlenmiştir. Ayrıca Nd katkılanması YBCO'nun tersinmezlik alanını arttırdığı görülmüştür.

**ANAHTAR KELİMELELER:** Süperiletkenlik, YBCO, Katıhal Reaksiyon Yöntemi, R-T, M-H.

## ABSTRACT

M. Sc. Thesis

### Nd DOPED YBaCuO SUPERCONDUCTOR FABRICATION AND CHARACTERIZATION

Melike ŞENER

Inonu University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics

86+x pages

2013

**Supervisor:** Assist. Prof. Z. Deniz YAKINCI

In this thesis, YBCO superconductor which doped Nd instead of Y, have been produced by using the method of solid state reaction. The compounds which have been the form of  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_y$  ( $x=0.0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$ ) have been prepared. The effect of electronic and magnetic properties of YBCO composite contribution of Nd were investigated.

It was seen,  $T_c$  values of YBCO superconductor rised with doping Nd and material which doped Nd showed paramagnetic-diamagnetic phase transition. All examples are based on the intensity of current critical magnetic field variation was observed in the peak effect or fishtail behavior. It also was seen irreversibility field of YBCO rised with doping Nd.

**KEYWORDS:** Superconductivity, YBCO, The method of solid state reaction, R-T, M-H.

## TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmamız İnönü Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi 2013/27 nolu projenin maddi imkanları kullanılarak hazırlanmıştır. Destekte bulunan Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi' ne,

Yüksek Lisans çalışmasının ders aşamasından itibaren tez aşamasının bitimine kadar her aşamada bana yol gösteren ve yardım eden, tez danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Z. Deniz YAKINCI' ya,

Bu çalışmamın her aşamasında öneri ve desteğini esirgmeden bana yardımcı olan Sayın Prof. Dr. M. Eyyuphan YAKINCI' ya,

Bilgi birikimini bizimle paylaşmaya hazır olan Sayın Doç. Dr. Yakup BALCI ve Prof. Dr. Mehmet Ali AKSAN' a

Grafik çizimlerimde bana yardımcı olan ve desteğini esirgemeyen Sayın Doç. Dr. Serdar ALTIN' a,

Numunelerin XRD ölçümlerini gerçekleştiren ve tecrübelerinden yararlandığım Sayın Uzman Emine ALTIN' a,

Numunelerin SEM ve EDX ölçümlerini gerçekleştiren ve tecrübelerinden yararlandığım Sayın Uzman Murat ÖZABACI' ya,

Yüksek Lisans ders döneminden itibaren her zaman yanımda olan ve desteklerini hiç eksik etmeyen İnönü Üniversitesi Fizik Bölümü Süperiletkenlik Grubu arkadaşlarıma,

Tez çalışmam süresince her an yanımda olan, moral ve desteğini hiç esirgemeyen annem Sayın Elif ŞENER, babam Sayın Bekir ŞENER ve kardeşlerime,

**TEŞEKKÜR EDERİM.**

# İÇİNDEKİLER

	<b>ÖZET</b>	<b>i</b>
	<b>ABSTRACT</b>	<b>ii</b>
	<b>TEŞEKKÜR</b>	<b>iii</b>
	<b>İÇİNDEKİLER</b>	<b>iv</b>
	<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b>	<b>vi</b>
	<b>TABLolar DİZİNİ</b>	<b>ix</b>
	<b>SEMBOLLER</b>	<b>x</b>
<b>1.</b>	<b>GİRİŞ</b>	<b>1</b>
<b>2.</b>	<b>KURAMSAL TEMELLER</b> .....	<b>4</b>
2.1.	Kritik Geçiş Sıcaklığı, $T_c$ .....	4
2.2.	Kritik Manyetik Alan, $H_c$ .....	5
2.3.	Kritik Akım Yoğunluğu, $J_c$ .....	6
2.4.	Sızma Derinliği, $\lambda$ .....	7
2.5.	Uyum Uzunluğu, $\xi$ .....	9
2.6.	I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler .....	10
2.7.	Meissner Etkisi .....	11
2.8.	BCS Teorisi .....	12
2.9.	Süperiletkenlerin Teknolojik Uygulama Alanları .....	14
2.10.	Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri .....	17
2.10.1.	Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Yapısı .....	18
2.10.2.	Y-Ba-Cu-O Süperiletken Ailesi .....	20
2.10.2.1.	$Y_1Ba_2Cu_3O_x$ Süperiletken Ailesi .....	22
2.10.2.2.	$Y_1Ba_2Cu_4O_x$ ve $Y_2Ba_4Cu_7O_x$ Süperiletken Sistemleri .....	23
2.11.	Kimyasal Katkılama ve Yerdeğiştirme Etkileri .....	24
2.12.	YBCO Bileşiğine Yapılan Katkılama ve Yer değiştirme .....	26
2.12.1.	Yitriyum Yerine Yapılan Katkılamalar .....	26
2.12.4.	YBCO Süperiletken Sistemine Nd Katkılanması ile ilgili Yapılan Çalışmalar .....	30
<b>3.</b>	<b>MATERYAL VE YÖNTEM</b> .....	<b>35</b>
3.1.	Numunelerin Hazırlanması .....	35
3.2.	X-Işınları Kırınım Analizleri (XRD) .....	36
3.3.	Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımlı X-Işını Analizleri (EDX) .....	36
3.4.	Manyetik Alan Altında Elektriksel Direnç Ölçümleri (MR-T) .....	37
3.5.	Manyetik Ölçümler (M-H), (M-T) ve Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları .....	37
3.6.	Çivileme (Pinning) Kuvveti, Aktivasyon Enerjisi, Tersinmezlik Alanı Hesaplamaları .....	38
<b>4.</b>	<b>DENEYSEL ÖLÇÜM SONUÇLARI</b> .....	<b>39</b>
4.1.	X-Işınları Kırınımı (XRD) Sonuçları .....	39
4.2.	SEM ve EDAX Analizleri .....	41
4.3.	Elektriksel Direnç Ölçüm Sonuçları (MR-T) .....	47
4.4.	M-T Ölçüm Sonuçları .....	57
4.5.	M-H Ölçüm Sonuçları .....	58
4.6.	Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları .....	63
4.7.	Çivileme (Pinning) Kuvveti .....	70
4.8.	Aktivasyon Enerjisi .....	74

4.9.	Tersinmezlik Alanı .....	75
5.	<b>SONUÇ VE YORUM</b> .....	78
6.	<b>KAYNAKLAR</b> .....	81
7.	<b>ÖZGEÇMİŞ</b> .....	86



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Cıvanın düşük sıcaklıklara doğru direncin değişimi .....	1
Şekil 2.1.	Saf ve saf olmayan süperiletkenler için direncin sıcaklıkla değişimi .....	5
Şekil 2.2.	I. Tip süperiletkenlerde manyetik alanın sıcaklığa bağlı değişimi .....	6
Şekil 2.3.	II. tip süperiletkenlerde manyetik alanın sıcaklığa bağlı değişimi .....	6
Şekil 2.4.	Manyetik alana bağlı manyetizasyon değişimi a) I. tip süperiletkenler için, b) II. tip süperiletkenler için değişim .....	10
Şekil 2.5.	Meissner etkisi. Süperiletkene dönüşen bir metalin içindeki ve etrafındaki manyetik alan kuvveti a) Uygulanan manyetik alan $H_c$ (kritik manyetik alan) alanından daha büyük olduğunda. b) Örnek $T_c$ (kritik geçiş sıcaklığı) sıcaklığının altına soğutulduğunda, metal süperiletken olur ve manyetik alan tamamen dışlanır ve süperiletken içinde manyetik alan sıfırdır	11
Şekil 2.6.	Elektronların örgü ile etkileşmesi ve Cooper çifti adı verilen elektronların bağlanarak örgüde ilerleme durumu .....	13
Şekil 2.7.	İdeal Perovskite Yapı .....	18
Şekil 2.8.	YBCO' nun Kristal Yapısı .....	20
Şekil 2.9.	Ortorombik ( $YBa_2Cu_3O_7$ ) birim hücresinin kristal yapısı .....	22
Şekil 4.1.	Saf, $x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1$ Nd katkılı örneklerinin XRD grafiği .....	39
Şekil 4.2.	a, b, c örgü parametrelerinin Nd katkılama miktarına bağlı değişimi	40
Şekil 4.3.	940 °C sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Nd katkılanmamış Y-123 bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme .....	42
Şekil 4.4.	940 °C sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine $x=0.1$ Nd katkılanmış $Y_{0.9}Nd_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$ bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme .....	42
Şekil 4.5.	940 °C sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine $x=0.3$ Nd katkılanmış $Y_{0.7}Nd_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$ bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme .....	43
Şekil 4.6.	940 °C sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine $x=0.5$ Nd katkılanmış $Y_{0.5}Nd_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$ bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme .....	43
Şekil 4.7.	940 °C sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine $x=0.7$ Nd katkılanmış $Y_{0.3}Nd_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$ bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme .....	44
Şekil 4.8.	940 °C sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine $x=1$ Nd katkılanmış $Nd_1Ba_2Cu_3O_y$ bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme .....	44
Şekil 4.9.	a)Saf numunenin EDX analizi ve b) $x=1.0$ Nd katkılı örnek için EDX analizi .....	46
Şekil 4.10.	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış saf $Y_1Ba_2Cu_3O_y$ bileşiğinin MR-T eğrisi	47

<b>Şekil 4.11.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.1 Nd katkıli Y <sub>0.9</sub> Nd <sub>0.1</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin MR-T eğrisi .....	48
<b>Şekil 4.12.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.3 Nd katkıli Y <sub>0.7</sub> Nd <sub>0.3</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin MR-T eğrisi .....	48
<b>Şekil 4.13.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.5 Nd katkıli Y <sub>0.5</sub> Nd <sub>0.5</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin MR-T eğrisi .....	49
<b>Şekil 4.14.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.7 Nd katkıli Y <sub>0.3</sub> Nd <sub>0.7</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin MR-T eğrisi .....	49
<b>Şekil 4.15.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=1 Nd katkıli Nd <sub>1</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin MR-T eğrisi .....	50
<b>Şekil 4.16.</b>	a) Saf örneğin $\frac{d\rho}{dT}$ -T grafiği, b) Saf örneğin T-H grafiği .....	51
<b>Şekil 4.17.</b>	a) x=0.1 Nd katkıli örneğin $\frac{d\rho}{dT}$ -T grafiği, b) x=0.1 Nd katkıli örneğin T-H grafiği .....	51
<b>Şekil 4.18.</b>	a) x=0.3 Nd katkıli örneğin $\frac{d\rho}{dT}$ -T grafiği, b) x=0.3 Nd katkıli örneğin T-H grafiği .....	52
<b>Şekil 4.19.</b>	a) x=0.5 Nd katkıli örneğin $\frac{d\rho}{dT}$ -T grafiği, b) x=0.5 Nd katkıli örneğin T-H grafiği .....	52
<b>Şekil 4.20.</b>	a) x=0.7 Nd katkıli örneğin $\frac{d\rho}{dT}$ -T grafiği, b) x=0.7 Nd katkıli örneğin T-H grafiği .....	53
<b>Şekil 4.21.</b>	a) x=1 Nd katkıli örneğin $\frac{d\rho}{dT}$ -T grafiği, b) x=1 Nd katkıli örneğin T-H grafiği .....	53
<b>Şekil 4.22.</b>	Saf ve x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1 oranında Nd katkılanmiş örneklerin moment-sıcaklık değişim eğrisi .....	57
<b>Şekil 4.23.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış saf Y <sub>1</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi .....	59
<b>Şekil 4.24.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.1 Nd katkıli Y <sub>0.9</sub> Nd <sub>0.1</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi ..	60
<b>Şekil 4.25.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.3 Nd katkıli Y <sub>0.7</sub> Nd <sub>0.3</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi ..	60
<b>Şekil 4.26.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.5 Nd katkıli Y <sub>0.5</sub> Nd <sub>0.5</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi ..	61
<b>Şekil 4.27.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.7 Nd katkıli Y <sub>0.3</sub> Nd <sub>0.7</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin M-H eğrisi .....	61
<b>Şekil 4.28.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=1 Nd katkıli Nd <sub>1</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi .....	62
<b>Şekil 4.29.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış saf Y <sub>1</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi .....	63
<b>Şekil 4.30.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.1 Nd katkıli Y <sub>0.9</sub> Nd <sub>0.1</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi .....	64
<b>Şekil 4.31.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.3 Nd katkıli Y <sub>0.7</sub> Nd <sub>0.3</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi .....	64
<b>Şekil 4.32.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.5 Nd katkıli Y <sub>0.5</sub> Nd <sub>0.5</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>y</sub> bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-	65

	manyetik alan eğrisi .....	
<b>Şekil 4.33.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=0.7 Nd katkıli $Y_{0.3}Nd_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$ bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi .....	65
<b>Şekil 4.34.</b>	940 °C sıcaklıkta hazırlanmış x=1 Nd katkıli $Nd_1Ba_2Cu_3O_y$ bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi .....	66
<b>Şekil 4.35.</b>	Saf numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği .....	68
<b>Şekil 4.36.</b>	x=0.1 Nd katkıli numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği .....	68
<b>Şekil 4.37.</b>	x=0.3 Nd katkıli numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği .....	69
<b>Şekil 4.38.</b>	x=0.5 Nd katkıli numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği .....	69
<b>Şekil 4.39.</b>	x=0.7 Nd katkıli numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği .....	70
<b>Şekil 4.40.</b>	x=1 Nd katkıli numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği .....	70
<b>Şekil 4.41.</b>	Tüm malzemeler için aktivasyon enerjisinin-manyetik alan ile değişimi .....	72
<b>Şekil 4.42.</b>	Saf ve x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1 Nd katkıli örneklerin tersinmezlik alanı-sıcaklık değişimi .....	73

## TABLULAR DİZİNİ

<b>Tablo 2.1.</b>	Bazı alaşımların geçiş sıcaklığı .....	4
<b>Tablo 2.2.</b>	Bazı metallerin geçiş sıcaklığı .....	4
<b>Tablo 2.3.</b>	Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin bazı özellikleri .....	17
<b>Tablo 4.1.</b>	Saf, $x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1$ Nd katkıli örneklerin örgü parametreleri, birim hücre hacmi, kristal yapısı .....	41
<b>Tablo 4.2.</b>	EDX analizi sonuçlarına göre katkı oranlarına göre elementlerin % atomik oranda dağılımları	46
<b>Tablo 4.3.</b>	Saf numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki $T_c$ (K), $T_0$ (K), $\Delta T$ (K) değerleri .....	54
<b>Tablo 4.4.</b>	$x=0.1$ Nd katkıli numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki $T_c$ (K), $T_0$ (K), $\Delta T$ (K) değerleri .....	55
<b>Tablo 4.5.</b>	$x=0.3$ Nd katkıli numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki $T_c$ (K), $T_0$ (K), $\Delta T$ (K) değerleri .....	55
<b>Tablo 4.6.</b>	$x=0.5$ Nd katkıli numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki $T_c$ (K), $T_0$ (K), $\Delta T$ (K) değerleri .....	55
<b>Tablo 4.7.</b>	$x=0.7$ Nd katkıli numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki $T_c$ (K), $T_0$ (K), $\Delta T$ (K) değerleri .....	56
<b>Tablo 4.8.</b>	$x=1$ Nd katkıli numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki $T_c$ (K), $T_0$ (K), $\Delta T$ (K) değerleri .....	56
<b>Tablo 4.9.</b>	$x=0.0$ Nd katkıli malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri	67
<b>Tablo 4.10.</b>	$x=0.1$ Nd katkıli malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri	68
<b>Tablo 4.11.</b>	$x=0.3$ Nd katkıli malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri	68
<b>Tablo 4.12.</b>	$x=0.5$ Nd katkıli malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri	69
<b>Tablo 4.13.</b>	$x=0.7$ Nd katkıli malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri	69
<b>Tablo 4.14.</b>	$x=1.0$ Nd katkıli malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri	70

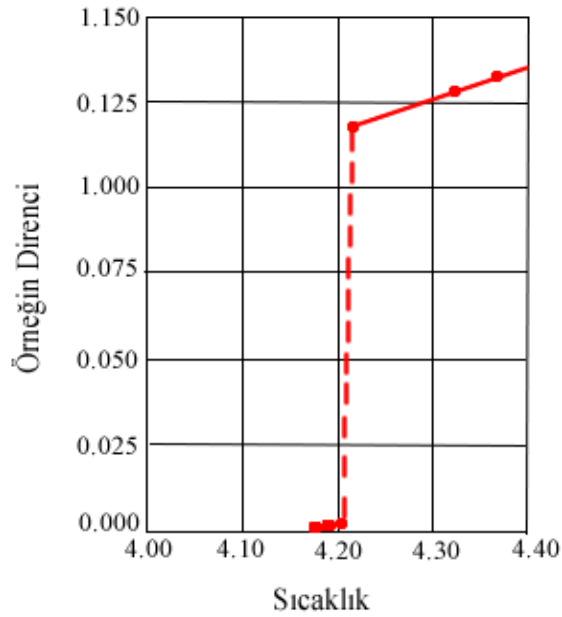
## SEMBOLLER

$T$	Sıcaklık
$T_c$	Kritik Sıcaklık
$\Delta T$	Kritik Geçiş Bölge Genişliği
$H_c$	Kritik Manyetik Alan
$J_c$	Kritik Akım Yoğunluğu
$\xi$	Uyum Uzunluğu
$\xi_0$	Özuyum Uzunluğu
$\mu_0$	Vakumda Manyetik Geçirgenlik
$\lambda$	Sızma Derinliği
$\rho$	Özdirenç
$H_{c1}$	Alt Kritik Manyetik Alan
$H_{c2}$	Üst Kritik Manyetik Alan
$l$	Elektronun Ortalama Serbest Yolu
$B$	Manyetik Alan
$\kappa$	Ginzburg-Landau Parametresi
$M$	Manyetizasyon
$n_s$	Süperiletken Elektron Yoğunluğu
$F_p$	Çivileme (pinning) Kuvveti
$E_a$	Aktivasyon Enerjisi
$\rho_0$	Oda Sıcaklığındaki Özdirenç
$k_B$	Boltzman Sabiti
$H_{irr}$	Tersinmez Manyetik Alan

## 1.GİRİŞ

Süperiletkenlik konusundaki çalışmalar Kamerling Onnes' in 1908 yılında Leiden Üniversitesi' ndeki laboratuvarında Helyum' u sıvılaştırmayı başarması ile başlamıştır. Bu durum düşük sıcaklık fiziğinde tamamen yeni bir sayfa açılmasına neden olmuştur [1].

Sıvı Helyum' un kullanılması ile metallerin elektriksel direncinin düşük sıcaklıklarda nasıl değiştiğini araştırma imkanı bulunmuştur. Gurubuyla beraber Altın ve Platin' in elektriksel direncinin sıcaklığa bağlı olarak nasıl değiştiği ile ilgili deneyler yapmışlar ve elektriksel direncin malzemenin saflığına bağlı olarak değiştiğini bulmuşlardır. Bundan dolayı Onnes 1911 yılında, en saf malzeme olarak bilinen cıvanın elektriksel direncinin sıcaklığa bağlılığı üzerine çalışırken numunenin direncinin Şekil 1.1' de gösterildiği gibi 4 K civarındaki bir sıcaklık değerinde aniden sıfıra düştüğünü ve bu sıcaklık değerinin altındaki ulaşılabilir tüm sıcaklıklarda ölçülemeyen bir direncin olduğunu keşfetmiştir. Böyle bir durumda direnç kademeli olarak azalmaktan ziyade aniden sıfır değerine düşmüştür. Materyalin, henüz bilinmeyen alışılmamış dışındaki bu dönüşümü sıfır elektriksel direnç ile karakterize edilen bir durumdur. Bu şekilde akımın hiçbir direnç ile karşılaşmadan iletimi sağladığı durum "süperiletkenlik" olarak adlandırılmıştır [1, 2].



Şekil 1.1. Cıvanın düşük sıcaklıklara doğru direncin değişimi [3]

Sonraki yıllarda düşük sıcaklıklarda süperiletkenlik gösteren birçok yeni metalik element bulunmuş ve süperiletkenliğin keşfinden sonra bulunan en yüksek geçiş sıcaklığı gösteren metal 1930 yılında  $T_c$  değeri 9.2 K olan Niyobyum' dur [4]. Araştırmalar süperiletkenlerin elektriksel direncinin sıcaklığa bağlı değişimi üzerine yoğunlaşmışken Meissner ve Oschenfeld 1933 yılında süperiletkenlikle ilgili bir başka özelliği bulmuştur; kritik sıcaklığın altına soğutulan bir kürenin manyetik alanı dışladığını gözlemlemişler ve bu durum "Meissner etkisi" olarak adlandırılmıştır [5]. Meissner etkisinin ardından F. ve H. London kardeşler 1934 yılında iki sıvı modelini ortaya atmıştır. Bu model Meissner etkisini açıklamış ve bir süperiletkene manyetik akı çizgilerinin girebildiği karakteristik uzunluk şeklinde ifade edilen sızma derinliği kavramını tahmin etmiştir [4]. Bu modelden sonra bir başka yaklaşım 1950 yılında Ginzburg ve Landau tarafından yapılan makroskobik bir teori olan Ginzburg Landau teorisidir.

Ginzburg ve Landau bu teoride G-L dalga fonksiyonu olarak da adlandırılan bir kompleks düzen parametresi tanımlayarak süperiletken durumu ve uyum uzunluğunu açıklamaya çalışmıştır [6]. Alexie Abrikosov 1957 yılında I. ve II. Tip olmak üzere iki tip süperiletkenin varlığını ortaya çıkarmıştır. Aynı yılda Bardeen, Cooper ve Scribeffer tarafından BCS teorisi olarak bilinen ve süperiletken fazı mikroskobik olarak açıklayan yeni bir teori ortaya çıkarılmıştır [6, 7]. Bu gelişmelerin ardından süperiletkenliğin mekanizmasını çözmek için yeni araştırmalar yapılmış ve birçok yeni süperiletken materyal keşfedilmiştir. Ancak bu malzemelerin hepsi düşük sıcaklıklarda süperiletken özellik gösteren malzemelerdir. 1960' lı yıllarda süperiletkenlik geçiş sıcaklığı 10-23 K olan Niyobyum' lu alaşımlar bulunmuş ve teorik olarak 30 K değerini geçtiğinde süperiletkenliğin olamayacağı ortak bir görüş olarak benimsenmiştir. Fakat bu görüş 1986 yılında Bednorz ve Müller tarafından La-Ba-Cu-O sisteminin 35 K' de süperiletken hale geldiğini bulmasıyla bozulmuş [8,9] ve ilk yüksek sıcaklık süperiletkeni ( $HT_c$ ) keşfedilmiştir. Bu keşiften sonra La yerine birçok katkılama çalışmaları yapılmış fakat sadece atomlar arasındaki mesafenin değiştirilmesi ile bu bileşikte 60 K' nin yukarısına çıkılamayacağı görülmüştür [10]. Wu ve grubu La yerine Y katkılarak elde ettikleri Y-Ba-Cu-O sisteminin 92 K' de bir geçiş sıcaklığı gösterdiğini belirtmişlerdir [11]. Bu bileşik sıvı azot sıcaklığının üstünde süperiletkenlik geçiş sıcaklığı göstermektedir. Aynı yılda Maeda ve grubu Bi-Sr-Ca-Cu-O sisteminin 105 K sıcaklık değerinde süperiletkenlik geçiş sıcaklığına sahip olduğunu gözlemlemiştir

[12]. Bu bileşikte yüksek bir  $T_c$  elde edilmesinin sebebi Sr ve Ca iyonlarının birlikte bulunmasına bağlanmıştır. Daha sonra Talyum bazlı bileşiklerin 125 K değerinde süperiletkenlik geçiş sıcaklığı gösterdiği 1988 yılında bulunmuştur. Bu nedenle yüksek kritik geçiş sıcaklığı gösteren bileşiklerin seramik oksit bileşikler olduğu düşünülmüştür. Bu bileşikler çok kırılğan ve yüksek anizotropiye sahip olduğu için teknolojide kablo olarak kullanılması zordur ve kritik geçiş sıcaklığının altında bu malzemeler iki boyutlu bakır düzleminde süper akım oluşturduğu belirtilmiştir [13]. 1993 yılında Berkeley ve grubu 7 GPa basınç altında Tl-2223 kompozisyonuna sahip olan sistemin 131.8 K değerinde süperiletkenlik geçiş sıcaklığı gösterdiği ve Pb katkılı  $HgBa_2Ca_nCu_{n+1}O_{2n+1}$  şeklinde formüle edilen cıva serilerinin 130 K' den daha yüksek kritik geçiş sıcaklığı gösterdiğini keşfetmişler [13]. 1993 yılında Schilling ve grubu tarafından bulunan Hg bazlı  $HgBa_2Cu_3O_{8+a}$  şeklinde bir kompozisyona sahip bileşik için normal basınç altında süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı 134 K olduğu belirtilmiştir [14]. Ayrıca bu bileşik için Gao ve grubu tarafından keşfedilen 31 GPa basınç altında  $T_c=164$  K ile en yüksek geçiş sıcaklığı gösteren malzemedir [15].

Bu süperiletkenlerin keşfinden sonra bütün ilgi bakır-oksit bileşiklere çevrilmişken 2001 yılında Akimitsu ve grubu  $MgB_2$  bileşiğinin 39 K' de süperiletken özelliği gösterdiğini keşfetmiştir [16]. Bu malzeme bakır-oksit olmayan metalik bir alaşımdır ve basit bir kristal yapıya sahip olması teknolojik uygulamalar için bu bileşiği cazip hale getirmektedir.

Daha sonraki yıllarda süperiletken malzemeler üzerine yapılan çalışmalar devam etmiş ve 2006 yılında LaOFeAs bileşiğinin  $T_c$  değeri 3.5 K 'de süperiletken özellik gösterdiği bulunmuştur. Kamihara ve arkadaşları bu bileşiğin  $LaO_{1-x}F_xFeAs$  şeklindeki bir kompozisyonu için 26 K sıcaklık değerinde süperiletken geçişi gösterdiğini keşfetmiştir. FeAs bazlı bileşiklere farklı elementler katılarak 55 K' ne kadar artan  $T_c$  sıcaklık değerlerinde süperiletken geçişi gösterdiği görülmüştür [17].

Süperiletkenlerle ilgili yapılan çalışmalar süperiletkenlerin doğasının daha iyi anlaşılmasına neden olmuş ve dolayısıyla bu malzemelerin teknolojik alanda kullanılmasına yol açmıştır. Gelecekte geçiş sıcaklığı daha yüksek yeni süperiletken malzemelerin bulunmasıyla soğutma masrafları azaltılmış olacak ve bu nedenle ileride bu malzemeler teknolojide daha etkin kullanılacaktır.



## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Kritik Geçiş Sıcaklığı, $T_c$

Süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı malzemenin normal durumdan süperiletken duruma geçtiği sıcaklık değeridir ve “kritik geçiş sıcaklığı” olarak adlandırılır.

Kritik geçiş sıcaklığı  $T_c$  şeklinde ifade edilir ve her metal için farklıdır. Genellikle geçiş sıcaklığı çok küçük safsızlıkların varlığından etkilenmez, fakat manyetik safsızlıkların varlığında daha düşük sıcaklıklarda süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı gösterir. Saf durumda iken çok düşük süperiletken geçiş sıcaklığı gösteren İridyum ve Molibden gibi metaller çok küçük manyetik safsızlıkların bulunması durumunda süperiletkenliklerini tamamen kaybederler. Ayrıca Bakır, Demir ve Sodyum gibi bazı saf metaller ne kadar soğutulursa soğutulsun süperiletkenlik geçiş göstermezler [18].

Metaller içerisinde Niyobyum Tablo 2.2’ de gösterildiği gibi 9.3 K ile en yüksek geçiş sıcaklığı gösteren metalik elementtir. Bazı alaşımlar Tablo 2.1’ de gösterildiği gibi daha yüksek sıcaklıklarda süperiletkenlik gösterirler.

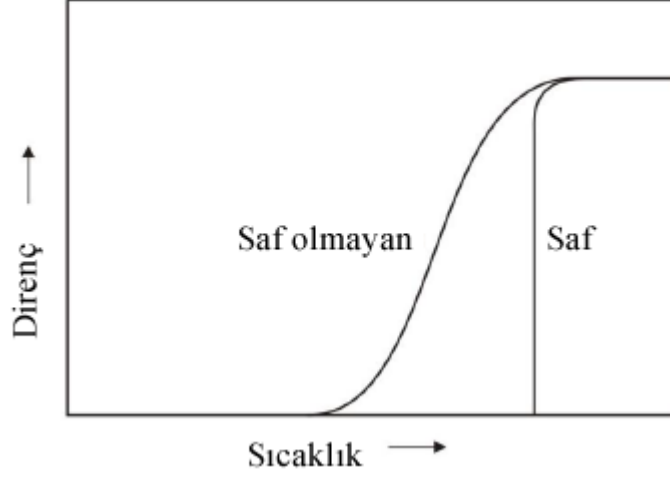
**Tablo 2. 1.** Bazı alaşımların geçiş sıcaklığı

Alaşımlar	Ta-Nb	Pb-Bi	3Nb-Zr	Nb <sub>3</sub> Sn	Nb <sub>3</sub> Ge
$T_c$ (K)	6.3	8	11	18	23

**Tablo 2. 2.** Bazı metallerin geçiş sıcaklığı

Metal	Nb	Pb	Ta	Sn	Zr	Bi	Ge
$T_c$ (K)	9.3	7.2	4.5	3.7	0.8	S. değil	S. değil

Mükemmel bir kristal yapıya sahip ve saf olan bir malzeme soğutulduğunda süperiletken duruma geçiş Şekil 2.1’ de gösterildiği gibi keskin bir şekilde olurken kristal yapısı bozuk ve saf olmayan malzemeler soğutulduğunda süperiletkenliğe geçiş daha geniş bir şekilde olmaktadır [18].



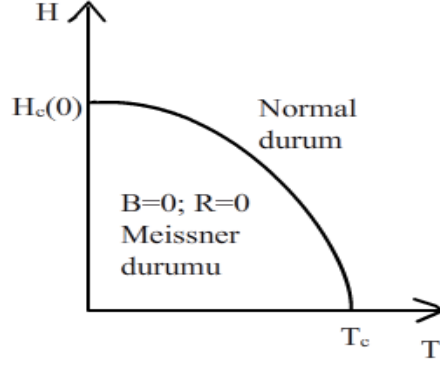
**Şekil 2. 1.** *Saf ve saf olmayan süperiletkenler için direncin sıcaklıkla değişimi [18]*

## 2.2. Kritik Manyetik Alan, $H_c$

Bir süperiletken malzemenin süperiletkenlik özelliklerini yok etmeden süperiletkene uygulanabilen manyetik alanın bir üst limiti vardır. Süperiletken durumda olan bir metale manyetik alan uygulanıp yavaş yavaş artırılırsa, alan belli bir değeri geçtiğinde malzemenin süperiletkenlik özellikleri ortadan kalkar. Malzemenin süperiletken durumdan normal duruma geçtiği alan değerine “kritik manyetik alan” denir ve  $H_c$  ile temsil edilir [19]. I. tip süperiletkenler için kritik manyetik alanın sıcaklıkla değişimi paraboliktir.

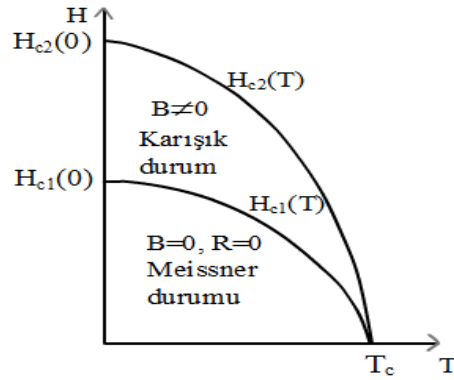
$$H_c(T) = H_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2,1)$$

Bu denklemdeki  $H_c(0)$ ,  $T = 0$  K sıcaklığındaki manyetik alan değeri  $H_c(T)$  ise herhangi bir sıcaklıktaki manyetik alan değeridir. Manyetik alanın sıcaklığa bağlı değişimi I. tip süperiletkenler için Şekil 2.2’ deki gibidir.



**Şekil 2.2.** I. Tip süperiletkenlerde manyetik alanın sıcaklığa bağlı değişimi

II. tip süperiletkenler için alt kritik alan  $H_{c1}$  ve üst kritik alan değeri  $H_{c2}$  olmak üzere iki tip kritik alan değeri vardır. II. Tip süperiletkenlere manyetik alan uygulandığında bu alan alt kritik manyetik alan değerinin altındaysa malzemeden tamamen dışlanır. Uygulanan alan değeri alt kritik alan değerini geçtiğinde manyetik alan malzemeye akı tüpleri şeklinde sızar ve bu durumda malzemede süperiletken bölgelerin yanı sıra süperiletken olmayan normal bölgeler bulunur. Malzemeye uygulanan alan üst kritik alan değerine ulaştığında ise manyetik alan numune içerisine tamamen sızar ve malzeme süperiletken durumdan normal duruma geçer. II. tip süperiletkenlerin manyetik alan altındaki değişimi Şekil 2.3' te gösterilmiştir.



**Şekil 2.3.** II. tip süperiletkenlerde manyetik alanın sıcaklığa bağlı değişimi [20]

### 2.3. Kritik Akım Yoğunluğu, $J_c$

Süperiletken durumdaki bir malzemeye dc bir elektrik akımı uygulandığında belirli bir akım değerinde malzeme süperiletkenliğini yitirebilir. İşte bir süperiletken

malzemenin süperiletken durumdayken taşıyabileceği maksimum akım değeri kritik akım yoğunluğu olarak adlandırılır ve  $J_c$  şeklinde gösterilir.  $J_c$  değerinin yukarısında dc akımı Cooper çiftlerini bozar ve bu durumda süperiletken durum yok olur. Diğer bir deyişle  $J_c$  cooper çiftlerinin bozulduğu minimum akımdır. Bu yüzden herhangi bir süperiletken bir dc kritik akım yoğunluğu ile karakterize edilir [20].

Bir süperiletkenin kritik akım yoğunluğu iki yöntem ile tespit edilebilmektedir. Bu yöntemlerden birincisinde akım-gerilim (I-V) grafiği kullanılarak numune üzerinde okunan voltaj  $1\mu\text{V}$  olduğu andaki kritik değerden yararlanılarak elde edilen kritik akım değeri ile numunenin kesit alanı kullanılarak bulunur [21]. İkinci yöntemde ise farklı manyetik alanlarda elde edilen M-H eğrileri yardımı ile bulunur. Bu eğrilerden faydalanılarak yapılan  $J_c$  hesaplamaları için aşağıda verilen iki farklı Bean modeli kullanılır.

$$J_c = \frac{20\Delta M}{d} \quad (2,2)$$

Bu eşitlikteki  $\Delta M = M_+ - M_-$  şeklinde hesaplanan değer histerisiz eğrisi yardımıyla bulunur ifadedeki  $d$  değeri ise tanecik büyüklüğüdür [22]. Diktörtgen şeklindeki numune için formül aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$J_c = \frac{20\Delta M}{a\left(1-\frac{a}{3b}\right)} \quad (2,3)$$

Ifadedeki  $\Delta M = M_+ = M_-$  şeklinde bulunur ve  $a \leq b$  olmak üzere  $a$ ,  $b$  numunenin boyutlarını gösterir. Malzemenin yapısına hangi denklem uyuyorsa o denklem kullanılarak  $J_c$  değeri hesaplanır [23].

#### 2.4. Sızma Derinliği, $\lambda$

Mükemmel diamanyetizma nedeniyle akım süperiletken içinden geçmez fakat diğer yandan da akım tamamen yüzeyle sınırlandırılmaz. Akımın sadece yüzeyde olması, akımın aktığı tabakanın belli bir kalınlığa sahip olmaması ve akım yoğunluğunun sonsuz olması anlamına gelir ki bu durum fiziksel olarak mümkün

değildir. Akım, kalınlığı  $10^{-5}$  cm civarındaki çok ince bir tabakada akar. Bu kalınlık değeri malzemeye göre değişim gösterir ve değeri çok küçük olmasına rağmen, malzemenin süperiletkenlik özelliklerini tanımlamada çok önemli bir rol oynar.

Bir süperiletken malzemeye manyetik alan uygulandığında malzemenin bahsettiğimiz bu yüzey katmanından manyetik alanın numune içerisine girmesini engellemek için yüzey akımları oluşur. Bunun sonucunda akı yoğunluğu malzemenin yüzeyinde aniden sıfır olmaz; perdeleme akımlarının oluşturduğu bölge boyunca sıfıra düşer. Akımın sıfıra düşene kadar malzemeye girdiği mesafeye “sızma derinliği” denir. Bu nedenle bir süperiletkenin mükemmel bir diamagnet gibi davrandığından bahsedilmesine rağmen; aslında numune içinde belli bir mesafeye kadar manyetik akı vardır.

Sızma derinliğinden çok daha kalın bir numunede manyetik akı yoğunluğu formülde gösterildiği gibi eksponansiyel olarak sıfıra düşmektedir.

$$B(x) = B(0)e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (2,4)$$

Denklemdaki  $B(x)$  numune içinde  $x$  kadarlık bir mesafedeki manyetik akı değeridir ve  $B(0)$  ise numunenin yüzeyindeki manyetik akı yoğunluğu,  $x$  değeri manyetik alanın malzemeye sızdığı mesafe ve  $\lambda$  ise sızma derinliğidir. Ancak basit hesaplamalarda uygulanan manyetik alanın  $B(0)$  akı yoğunluğunun  $\lambda$  mesafesine kadar sabit kaldığı ve o mesafede aniden sıfıra düştüğü tahmin edilir. Manyetik alanın numuneye sızması, özellikle ince film veya toz süperiletkenlerle çalışırken önem kazanır. Çünkü malzemenin kalınlığı  $\lambda$  mertebesinde veya bu değerden küçükse, uygulanan alan malzemenin tamamına kolaylıkla nüfuz eder ve manyetik akı tam olarak dışlanmaz. Sızma derinliği numunenin boyutuna göre çok küçük kaldığında ise numunenin mükemmel diamanyetizma özelliği gösterdiği söylenebilir [18].

Sızma derinliği sıcaklığa,

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2,5)$$

şeklinde bağıllık gösterir. Denklemdaki  $\lambda(0)$ ,  $T = 0$  K' deki sızma derinliğini ve  $\lambda(T)$  ise T sıcaklığındaki sızma derinliğini ifade eder. Denklem (2,3)' e göre; sıcaklık kritik geçiş sıcaklığına yaklaştığı zaman uygulanan alan madde içine daha fazla nüfuz eder ve tüm malzemeyi kaplayarak süperiletken durumu ortadan kaldırıp malzemenin normal duruma geçmesine neden olur [24].

## 2.5. Uyum Uzunluğu, $\xi$

Uyum uzunluğu Cooper çiftindeki elektronların birlikte kalabildiği uzunluktur fakat uyum uzunluğunun Cooper çiftindeki iki elektron arasındaki mesafeye eşit olması I. Tip süperiletkenlerde sıcaklık sıfıra eşit olduğunda mümkün olur. Ayrıca uyum uzunluğu süperiletkenliğin oluşturulabildiği ve yok edilebildiği en küçük boyut olarak da düşünülebilir [20, 25]. Uyum uzunluğu malzemedeki serbest elektronların aldıkları ortalama serbest yol ile de ilişkilidir. Uyum uzunluğu ile elektronların ortalama serbest yolu arasındaki ilişki aşağıdaki denklem ile verilir.

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \quad (2,6)$$

Denklemden  $\xi_0$  sıcaklık sıfıra eşit olduğu durumdaki uyum uzunluğudur,  $l$  ise elektronun ortalama serbest yoludur [25, 20]. Metale safsızlıklar katılarak ortalama serbest yol azaltılabilir. Metaldeki safsızlık miktarı arttıkça nüfuz derinliği artar ve uyum uzunluğu azalır. Saf bir süperiletken için uyum uzunluğu  $\xi_0$ 'dır ve uyum uzunluğu sıcaklığa,

$$\xi \approx \frac{\xi_0}{\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2,7)$$

şeklinde bağlıdır [25].

## 2.6. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler

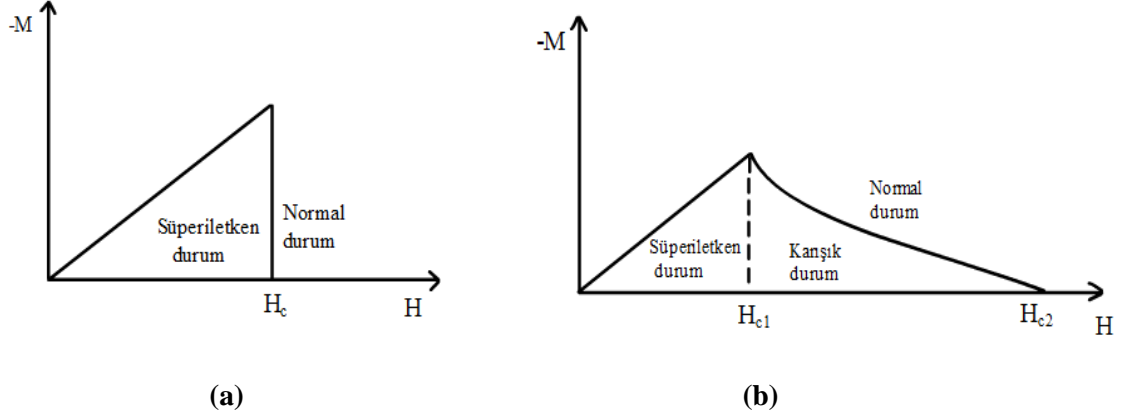
Süperiletkenler manyetik özelliklerine göre I. tip ve II. tip olmak üzere iki grupta sınıflandırılır. I. tip süperiletkenlerin manyetizasyonu Şekil 2.4 a)' da gösterilmiştir. Bu süperiletkenlere  $H_c$  kritik alan değerinden daha düşük ve değeri  $B_a$  olan bir manyetik alan uygulandığında manyetizasyon,

$$B = B_a + 4\pi M = 0 \quad (2,8)$$

$$M = -\frac{B_a}{4\pi} \quad (2,9)$$

şeklinde ifade edilir [26] ve süperiletken bu bölgede mükemmel bir diamanyetizma gösterir ( $B = 0$ ). Bu durumda malzeme Meissner durumundadır. Uygulanan alan  $H_c$  değerine eşit olduğunda malzeme süperiletken durumdan normal duruma geçer ve manyetizasyon sıfır olur. Bu kritik alan değerinden sonra malzeme normal durumdadır.

Diğer taraftan II. tip süperiletkenlerde Şekil 2.4 b' de gösterildiği gibi  $H_{c1}$  ve  $H_{c2}$  olmak üzere iki tane kritik alan değeri vardır. Bu süperiletkenlerde alt kritik alan değeri  $H_{c1}$ 'e kadar uygulanan manyetik alanda Denklem (2,8)' de verildiği gibi mükemmel diamanyetizma gösterir ve uygulanan alan arttırılmaya devam ederse manyetik alan malzeme içerisine sızır. Üst kritik alan değeri olan  $H_{c2}$  değerine ulaştığında ise diamanyetizma kaybolur. Bu durumda süperiletken malzeme normal duruma geçer ve süperiletkenliğini kaybeder.  $H_{c1}$  ve  $H_{c2}$  arasındaki özel diamanyetik durum karışık durum olarak adlandırılır [27].



**Şekil 2.4.** Manyetik alana bağlı manyetizasyon değişimi a) I. tip süperiletkenler için, b) II. tip süperiletkenler için değişim [27]

Ayrıca bir malzemenin I. Tip ya da II. Tip süperiletken olduğunu

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (2,10)$$

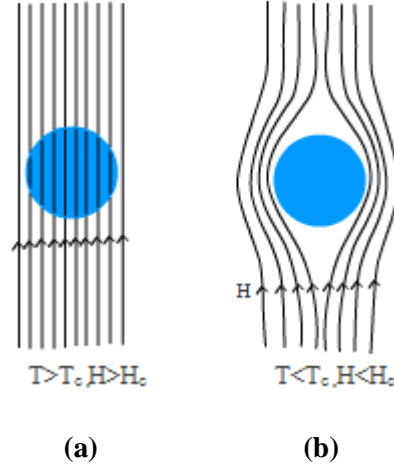
şeklinde ifade edilen eşitlik yardımıyla da bulabiliriz. Bu eşitlikteki  $\kappa$  Ginzburg-Landau parametresi olarak adlandırılır. Eşitlikteki  $\lambda$  sızma derinliği ve  $\xi$  uyum uzunluğunu ifade etmektedir. Bu eşitlik süperiletken malzemeleri karakterize eden önemli bir eşitliktir. Sıcaklık kritik sıcaklığa yakın olduğunda bu boyutsuz oran yaklaşık olarak sıcaklıktan bağımsızdır ve bize iki tip süperiletken arasındaki farkı verir. Buna göre;  $\kappa < 1/\sqrt{2}$  ise malzeme I. tip eğer  $\kappa > 1/\sqrt{2}$  ise malzeme II. tip süperiletkenidir [20].

## 2.7. Meissner Etkisi

Süperiletkenlerin manyetik alan altındaki davranışı Walter Meissner ve Robert Oschenfeld tarafından 1933 yılında keşfedilmiştir.

Buna göre; bir süperiletken malzeme manyetik alan altında soğutulurken malzemenin sıcaklığı süperiletkenlik geçiş sıcaklığına ulaştığında Şekil 2.5’ te gösterildiği gibi manyetik akı süperiletkenden dışlanır. Bu durumda malzeme mükemmel bir diamagnet gibi davranır. İşte akı çizgilerinin malzemedan dışlandığı bu durum “Meissner etkisi” olarak adlandırılır [28].





**Şekil 2.5.** Meissner etkisi. Süperiletkene dönüşen bir metalin içindeki ve etrafındaki manyetik alan kuvveti a) Uygulanan manyetik alan  $H_c$  (kritik manyetik alan) alanından daha büyük olduğunda. b) Örnek  $T_c$  (kritik geçiş sıcaklığı) sıcaklığının altına soğutulduğunda, metal süperiletken olur ve manyetik alan tamamen dışlanır ve süperiletken içinde manyetik alan sıfırdır [28]

## 2.8. BCS Teorisi

Leon Cooper' ın 1950' lerde metaldeki bir çift elektronun birbirleriyle bağlı hareket edecek şekilde aralarında net bir etkileşmenin mümkün olabileceğini göstermesiyle süperiletkenliğin yapısını açıklayan büyük bir buluş ortaya çıkmıştır. 1957 yılında Bardeen-Cooper-Schrieffer tarafından bu model geliştirilmiş ve geleneksel süperiletkenleri açıklayan bir teori olmuştur.

Teoriye göre bir elektron örgü içinden geçerken pozitif yüklü örgü iyonlarının geçici bir şekilde bozulmasına neden olur. Örgünün titreşim ile ilgili bu bozunması diğer elektrону çekecektir. Etkileşme ile oluşan bu bozulma iki negatif elektron arasındaki kısa mesafeli Coulomb itmesini perdeleyecektir. Bu durumda iki elektron bağımlı gibi davranarak Cooper Çiftini oluştururlar [29].

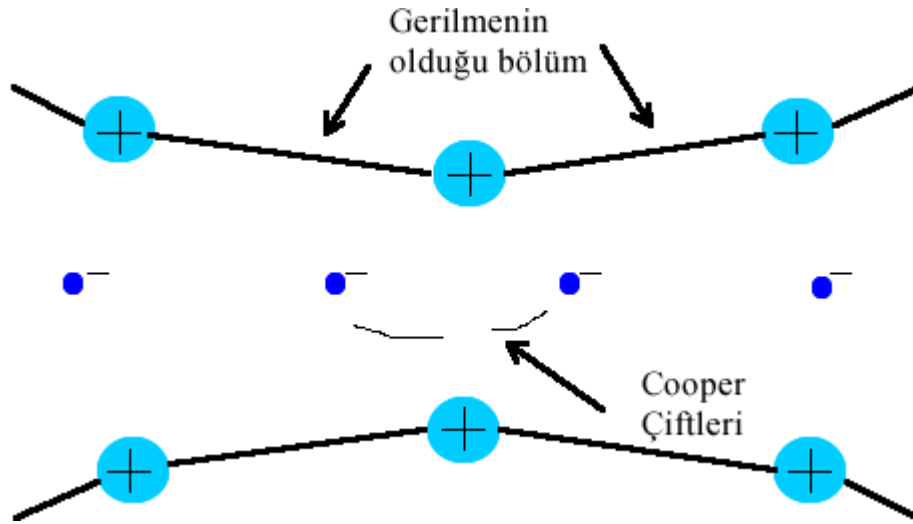
Aslında süperiletkenliğin ortaya çıkmasına neden olan elektronlar arasındaki etkileşmenin temeli izotop etkisi ile atılmıştır. Çünkü izotop etkisine göre eşitlik (2.11)' de ifade edildiği gibi kritik sıcaklık izotopun kütlesiyle orantılıdır.

$$T_c = M^\alpha \quad (2,11)$$

Denklem (2,11)' deki M izotopun kütlesi ve  $\alpha$  bir sabittir. Yani izotop etkisi süperiletkenliğin oluşmasına kristal örgünün katkısının olduğunu belirtir. Sıradan bir

metalde kristal örgü ile elektronlar arasındaki etkileşme elektriksel direncin temel mekanizmalarından biridir. Belli koşullar altında elektronlar ile örgü arasındaki etkileşme dirençsiz duruma yani süperiletkenliğe yol açar. Bakır, Gümüş ve Altın gibi mükemmel iletken malzemelerde oldukça zayıf olan elektron fonon etkileşmesi süperiletkenliğe yol açmaz. Düşük sıcaklık süperiletkenlerinde Denklem (2,11)'deki  $\alpha$  katsayısı  $\frac{1}{2}$ 'dir. Ama yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde bu sabit sıfırdır. Bu da yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde elektron fonon çiftleşme mekanizmasının olmadığını gösterir [30]. BCS teorisi de bu iki elektron arasındaki çekici etkileşmenin nasıl olduğunu ve Cooper çiftlerinin oluşumunu ortaya koymuştur.

Oluşan elektron çiftinin net bir momenti ve spini yoktur. Çünkü çifti oluşturan iki elektronda eşit ve zıt, momentuma ve spine sahiptir. Bu durumda çiftler en düşük enerjiye sahiptir [29].



**Şekil 2.6.** Elektronların örgü ile etkileşmesi ve Cooper çifti adı verilen elektronların bağlanarak örgüde ilerleme durumu [31]

Elektronlar arasındaki etkileşmeden dolayı Cooper çiftlerini kırmak için sonlu miktarda enerjiye ihtiyaç vardır. Bu nedenle, BCS teorisine göre elektronlar arasında çekici bir etkileşme varsa yeni taban durumu süperiletken olur ve en düşük uyarılmış durumla arasında büyüklüğü  $2\Delta$  olarak tanımlanan bir enerji aralığını tahmin eder. Süperiletken enerji aralığının aşağısındaki durum tek bir parçacık durumundan farklıdır ve Cooper çifti durumudur. Enerji aralığı  $2\Delta$  sıcaklığa bağlıdır. Metale

enerji ilave edildiğinde bazı çiftler bozulabilir. Süperiletken elektron yoğunluğu sıcaklığa

$$n_S(T) = n_S(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 \right] \quad (2,12)$$

şeklinde bağıllık gösterir [26,29]. Denklemdaki  $n_S(0)$  sıcaklık sıfırda iken süperiletken elektron yoğunluğunu,  $n_S(T)$  sıcaklık T değerinin aldığı durumdaki süperiletken eletron yoğunluğunu,  $T_c$  süperiletken geçiş sıcaklığını gösterir. BCS teorisine göre;

- Elektronlar arsında meydana gelen çekici etkileşme, uyarılmış durumlardan bir enerji aralığı ile ayrılmış taban durumuna yol açar. Kritik alan, ısıl özellikler ve manyetik özelliklerin büyük bir kısmı bu enerji aralığının sonucudur.
- Elektron-örgü-elektron etkileşmesi bir enerji aralığına yol açar.
- Nüfuz derinliği ve eş uyum uzunluğu BCS teorisinin doğal bir sonucu olarak ortaya çıkar.
- Bir element veya bir alaşım için geçiş sıcaklığı temelde şu iki büyüklüğe bağlıdır. Birincisi; bir spin durumu için Fermi düzeyindeki elektron yörüngeleri yoğunluğu, ikincisi; elektron örgü etkileşmesidir.
- Süperiletken içindeki manyetik akı kuantumlamış olur ve buna neden olan etkin yük değeri e değil  $2e'$  dir.  $2e$  teorisinin bir sonucu olarak BCS taban durumu elektron çiftleri tarafından oluşturulur [26].

## 2.9. Süperiletkenlerin Teknolojik Uygulama Alanları

Süperiletken bazlı üretimler hem toksik hem de yanıcı olan yağ soğutmalı benzerleriyle karşılaştırıldığında yanıcı olmayan sıvı azot gazı ile soğutulurlar. Bundan dolayı çevreye daha az zarar verirler. Süperiletken olmayan benzerlerinden en az %50 daha küçük ve daha hafiftir. Bu özellikleri onları teknolojik olarak daha cazip hale getirir [32].

Süperiletkenler magnet olarak birçok uygulama alanına sahiptir. Geleneksel bir magnet ile süperiletken magneti karşılaştırırsak: geleneksel bir elektromagnet elektrik akımı taşıyan bir kablonun manyetik alan üretmesi ilkesine dayanır.

Oluşturulan alan kuvveti diğer etkenlerin yanında aynı zamanda taşıyabileceği akım miktarına bağlıdır. En yüksek manyetik alan magnetleri bakır kablolarla yapılır. Fakat çok büyük manyetik alan, çok yüksek akım ve elektrik gücü gerektirir. Bakır kablolar dirençli olduğu için yüksek akım taşıdığı anda ısınır ve soğutulmaya ihtiyaç duyar. Bundan dolayı soğutma için çok fazla su harcanır. Fakat süperiletken magnetlerde süperiletkenlerin direnci olmadığı için ısınmazlar ve su ile soğutulmaya ihtiyaç duymazlar. Sadece devrede süperakım oluşana kadar enerji harcanır. Sıcaklık  $T_c$  değerine ulaştığında ise devreden süper akım akar ve bu durumda enerji harcanmadığı için malzeme soğuk halde kalır. Süperiletken magnetler geleneksel magnetlere göre daha fazla magnetik alan üretebilirler. Süperiletken magnetler demir çekirdek yüzeylere ihtiyaç duymadıkları için daha hafiftirler. Magnetlerin kullanım alanlarından biri NMR' dır. NMR vücuttaki hidrojen gibi bazı atomların çekirdeğindeki protonu dedekte eder. Magnetten sağlanan manyetik alan spinlerin yön değiştirilmesi için bir kuvvet olarak ortaya çıkar. Bu durumda oluşan radyo dalgalarının belli bir frekansta olanları NMR spetrometresi tarafından soğrulur ve daha sonra MRI olarak elde edilen görüntü ile hasta ve sağlıklı dokuların farklı görüntülerinden yararlanılarak tıbbi teşhiste kullanılır [19, 33]. MRI fluoroscopy uygulamaları ile direkt ve kesin olarak hastalıklı dokular bulunup sağlam dokulara zarar vermeden tedavi edilebilir. Ayrıca süperiletkenler magnetik enerji depolamada da kullanılır. Bir süperiletken malzemenin manyetik davranışı ile Re-Ba-Cu-O bulk malzemesinin çivileme (pinning) merkezlerinde manyetik alanı tuzaklama yeteneğinin bir kombinasyonu ile magnet süperiletkenin yukarısına kaldırılabilir. Eğer magnet silindirik bir simetriye sahipse magnet simetri eksenini etrafında serbest olarak dönebilir. Bu dönme çok düşük kayıplar olmasının yanında kararlı bir manyetik harekettir. Geleneksel çarklarla dönüşte kayıp oranı saatte % 0.1 dir. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri kullanılanlarda kayıp oranı saatte % 0.001 olacak şekilde daha küçük bir değer gösterir. Süperiletkenin bu tür uygulamaları sürtünme olmadan çark(flywheels) enerji depolama sistemlerinin yapımına olanak sağlar. Elektrik alanında çark enerji depolaması gibi gündüz etkin bir şekilde enerji depolayabilen bir sisteme ihtiyaç vardır. Etkin bir şekilde enerji depolama rüzgar jeneratörü gibi doğal enerji teknolojileri için de yararlı olabilir [34, 35, 36, 37]. Elektrik motorları gibi kalıcı magnet kullanılan geleneksel motorlarda dönme kalıcı magnetlerden uygulanan alan kuvveti ile sınırlıdır. Bir elektrik motoru için süperiletken bulk magnet kullanıldığında aynı akım ile daha büyük bir tork

sağlanabilmektedir [38]. Çok küçük manyetik alanları ölçen Squidler süperiletken magnetlerin önemli bir uygulamasıdır. Örneğin Squidler beyindeki sinirlerin ürettiği farklı manyetik alanları dedekte ederek beyni haritalamak ve hastalık alanlarını tanımlamak için kullanılırlar. Ayrıca Squidler savunma amaçlı olarak suda hareket eden deniz altının metal kabuğunun dünyanın manyetik alanı ile etkileşmesi sonucu oluşan manyetik alandaki küçük bozunmaları ölçerek deniz altının yeri tespit edilebilir [19]. Süperiletkenlerin diğer bir cihaz uygulaması manyetik ayırmadır. Bu cihazın kullanıldığı önemli teknolojik uygulaması suyun arıtılmasıdır. Genellikle sudaki atıkların manyetik ayırma ile uzaklaştırılması için süperiletken selenoidler kullanılır. Manyetik ayırma ancak yüksek bir manyetik kuvvetle sağlanır. Bu kuvvetin elde edilmesi için yüksek bir alan gradyenti gerekir. Ancak selenoidler yüksek alan gradyenti sağlamak için çelik teller gömülü olan magnet kullanıldığından dolayı selenoiddeki manyetik alan dağılımı düzenli değildir. Bunun yerine yüksek alan gradyenti sağlayacak bulk magnetler üretilerek ihtiyaç duyulan alan oluşturulabilir. Süperiletken bulk magnetler kullanılarak üretilen manyetik ayırıcılarda ayırma için bir çeşit zar ya da süzgeç kullanılır. Kirler bu filtrelerin yakalayacağı kadar büyük olması için pıhtılaştırılır ve sonra yakalanır. Süzgeçlere yapışabilecek olan atıkların kolaylıkla temizlenebilmesi için pıhtılaşma sırasında ferromanyetik parçacıklar eklenerek manyetik tanecikler elde edilir ve elde edilen kirler sürekli (kalıcı) magnetler yardımıyla uzaklaştırılır [34].

Ayrıca süperiletken malzemeler süperiletken karıştırıcılar şeklinde bir uygulamayla tıp ve biyoteknolojide önemli bir kullanım alanına sahiptir. Tıp ve biyoteknolojide temas olmadan çözeltilerin karıştırılması önemlidir. Çünkü bu şekilde kirlenmemiş yani yabancı bir malzeme bulaşmamış aşı maddesi üretmek gibi tıbbi tedaviler için önemli olan uygulamalar yapılabilir. Geleneksel karıştırıcılarda seramik topları hareket etmesi ile çözeltinin karıştırılmasını sağlayan kanatların döndürülmesi sağlanır. Bundan dolayı toplar aracılığıyla mekanik temaslar ile karıştırılan çözeltinin kirlerden arındırılması için filtrelerle temizlenmesi gerekir. Diğer yandan süperiletken karıştırıcılar malzeme ile temas etmeden çözeltiyi karıştırabilir ve bu karıştırıcılar süperiletkenlerde akı tuzaklanması özelliği kullanılarak tasarlanır. Bu aletlerde temas olmadan karıştırıcının kanatlarının dönmesi manyetik bağlantı ile sağlanır [34].

Süperiletkenler hatalı akım sınırlayıcıları olarak da kullanılırlar. Hatalı akımlar yani güç sistemlerinde kısa süreli geçici akım değişimleri ışıltama, kısa

devre vs. gibi hatalara yol açar. Bu şekildeki hatalı akımlar yüksek ısı ve yüksek elektromanyetik kuvvet oluşturması nedeniyle güç sistemlerindeki ekipmanlara zarar verebilir. Bu nedenle hatalı akımların oluştuğu süreyi ve hatalı akımların büyüklüğünü azaltmak önemlidir. Süperiletkenler bu amaçla kullanılabilir. Çünkü süperiletkenlerin lineer olmayan direnci vardır. Sistemdeki akım belli bir değerin altında olduğunda malzeme süperiletken durumdadır ve bu durumda akımı engellemez. Fakat akım kritik bir değere ulaştığında süperiletken malzemede direnç oluşur ve akım sınırlandırılır. Bu şekilde hatalı akımların etkisi azaltılabilir [34].

Süperiletkenlerin kablo olarak da çok yaygın kullanım alanları vardır. Aynı boyuttaki geleneksel bakır tellere göre çok küçük direnç kayıplarıyla daha yüksek akım taşıyabilir. Ayrıca HTS güç kabloları kontrol edilebilir güç akışına olanak sağlar ve geleneksel bakır kablolarına göre 3-5 kat daha fazla bilgi taşıyabilir. Süperiletken transformatörler yağ soğutmalı geleneksel transformatörlere göre soğutucu olarak daha emin ve çevreye zarar vermeyen sıvı azot kullandıkları için daha avantajlıdır [32]. Mikrodalga filtrelerinde kullanılarak kablosuz iletişimde daha yüksek ağ kapasitesi sağlar ve sinyal seçiciliği daha yüksektir yani karışmış sinyaller (gürültü) daha azdır [39]. Ayrıca maglev trenlerindeki gibi bir kullanım alanıyla da taşıma sektöründe de kullanılabilir. Bu uygulamada tren raylara temas etmeden havada ve çok hızlı bir şekilde ulaşımı sağlayabilir. Ayrıca gemilerde itme şeklinde bir kullanım alanı vardır. Gemideki süperiletken motorlar ve jeneratörler geleneksel bakır bazlı benzerlerine göre daha hafif ve daha küçük olduğu için daha yüksek itme gücüne sahiptir. Ayrıca gürültüsüz ve daha uzun bir aralıkta taşıma yapabilir [32]. Süperiletkenleri teknolojik uygulamalar açısından bu tür cazip yönlerinin olmasının yanında düşük geçiş sıcaklığı gösterdiği için bu uygulamaların maliyeti yüksektir. Geçiş sıcaklığı daha yüksek sıcaklıklara çıkarılabilirse teknolojik uygulamaları gelecekte daha da artacaktır [19].

## **2.10. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri**

Bednorz ve Müller yüksek sıcaklık oksit süperiletkeni La-Ba-Cu-O sistemini keşfetmesinden sonra yeni yüksek sıcaklık süperiletken malzeme bulma çabaları artmıştır. Bu çabaların sonucunda sıvı azot sıcaklığının (77 K) yukarısında süperiletken geçiş sıcaklığı gösteren sistemler bulunmuştur. İlk olarak Y-Ba-Cu-O sistemi ( $T_c \sim 92$  K), daha sonra Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemi ( $T_c \sim 110$  K), Tl-Ba-Ca-Cu-O

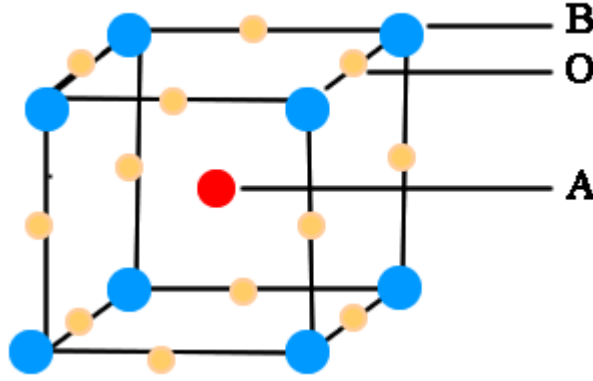
sistemi ( $T_c \sim 120$  K) ve daha sonra Hg-Ba-Ca-Cu-O sistemi ( $T_c \sim 130$  K) keşfedilmiştir [40]. Bu yüksek sıcaklık oksit bileşikler ve kritik sıcaklıkları Tablo 2.3' te gösterilmiştir.

**Tablo 2.3.** Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin bazı özellikleri [41]

Bileşik	Her Birim Hücredeki $\text{CuO}_2$ Düzlemi	Her birim Hücredeki Cu-O Zinciri	Kritik Sıcaklık (K)
$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	1		30-40
$\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$	1		30-40
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	2	1	94
$\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$	2	2	80
$\text{Y}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15}$	2	1-2	92-94
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$	1		12
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$	2		90
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	3		110
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$	1		90
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$	2		110
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	3		125
$\text{HgBa}_2\text{CuO}_y$	1		94
$\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$	2		127
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	3		134
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_y$	4		126
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_4\text{Cu}_5\text{O}_y$	5		112

### 2.10.1. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Yapısı

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri perovskite olarak adlandırılan bir kristal yapıya sahiptir. Perovskite hücre  $\text{ABO}_3$  genel formülü ile ifade edilir. Formüldeki A, B iki metal atomunu ve O ise oksijen atomudur. İdeal perovskite yapı Şekil 2.6' da gösterilmiştir.



**Şekil 2.7.** *İdeal Perovskite Yapı*

A atomu yapının merkezindedir ve 12 tane oksijen atomuyla sarılıdır. B atomu köşelerde bulunur ve 6 tane oksijen iyonu tarafından sarılmıştır. Birim hücrenin yapısına ve örgü parametresine göre üç tip perovskite vardır [13]. İlk sınıf  $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$  gibi kübik perovskitelerdir ( $a=b=c$ ). Bilindiği gibi bu malzeme ilk yüksek  $T_c$ 'li malzemelerden birisi olup, geçiş sıcaklığı 10 K' dir.  $KNiF_4$  yapısı olarak bilinen ikinci sınıf ise, tetragonal ( $a=b \neq c$ ) yapıya sahip tek tabakalı perovskitelerdir. Buna bir örnek  $T_c$ ' si yaklaşık olarak 38 K olan  $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$  verilebilir. Burada a ve b örgü sabitleri, bakır-oksit düzleminde ölçülmektedir ve c bu düzleme diktir. Üçüncü sınıf ise ortorombik yapıya sahip ( $a \neq b \neq c$ ), 92 K değerinde geçiş sıcaklığı gösteren  $YBa_2Cu_3O_7$  şeklinde bir kompozisyona sahip olan çok tabakalı perovskitelerdir. Bu sınıftaki bileşikler, metallerin bağıl oranlarından dolayı, bazen 1-2-3 malzemeleri olarak da adlandırılmaktadır [42]. Bu yüksek sıcaklık süperiletkenlerin bazı özellikleri şu şekilde sıralanabilir.

- Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin hepsi II.tip süperiletken gurubuna girer.
- Tanecikli yapıdadırlar ve seramik bir yapıya sahip oldukları için esnek malzemeler değildir. Bu nedenle kırılğandırılar [43]. Yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerde tanecikler, tanecik sınırları, tanecik sınırlarındaki zayıf bağlantılar, ikiz düzlemler gibi yapılar vardır. Bu yapılardan dolayı bulk olarak sentezlenmiş yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin kritik akım yoğunluğu düşüktür. Kritik akım yoğunluğu tek kristaller ve ince filmlerde maksimumdur ve tanecik sınırlarının artmasıyla kritik akım yoğunluğu azalır [44].
- Yüksek anizotropiye sahiptirler. Yani anizotropik kristal yapılarından dolayı fiziksel özelliklerinde yöne bağımlılık gösterirler.

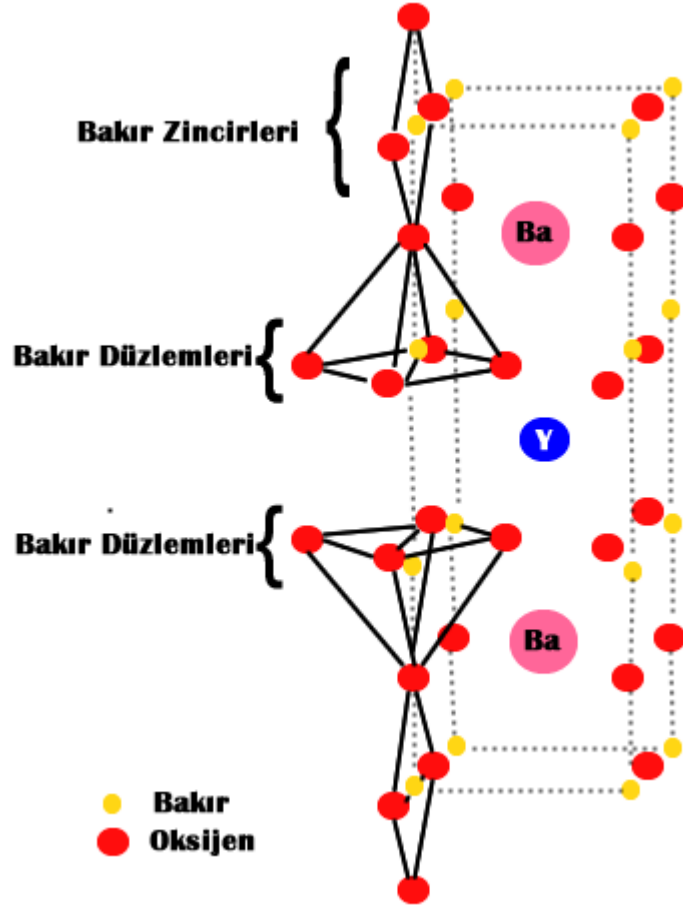


- Uyum uzunluğu düşük sıcaklık süperiletkenlerine göre çok küçüktür. Sızma derinliği yüksek olan malzemelerdir. Kritik akım yoğunluğu ab düzleminde bu düzleme dik olan c düzlemine göre daha fazladır [45]. Uyum uzunluğu ab düzleminde 10-30 Å ve c ekseninde 2-5 Å arasındadır [46].

Ayrıca bu sistemler tetragonal veya ortorombik yapıya sahiptirler ve tabakalı bileşiklerdir. c doğrultusuna dik uzanan CuO<sub>2</sub> düzlemlerine sahiptirler. Bu düzlemler serbest yük taşıyıcıları bulundurlar ve süperiletkenliğin sağlandığı düzlem olarak düşünülürler. Hareketli taşıyıcıların bu düzlemlerle sınırlandırıldığı düşünülür ve düzlemler arası bağlantıyı zayıflattırır. Bu nedenle c- doğrultusunda iletim zayıftır. Kristal yapısı ile süperiletkenlik özellikleri arasında bir ilişki vardır. Kompleks bir kristal yapıya sahiptirler. Kimyasal yer değiştirme, oksijen miktarının değişimi ve değişen boşluk mekanizmasına göre HTSC bakır-oksitlerin süperiletkenlik özellikleri değişir [44, 24, 30]. HTSC süperiletkenlerde CuO<sub>2</sub> düzlemleri yük taşıyıcıları sağlayan Bi, O, Y, Ba, La gibi atomların oluşturduğu düzlemler ile ayrılır. Bi, O, Y, Ba, La gibi atomların oluşturduğu tabakalar olarak adlandırılır. Farklı cuprate bileşiklerinde farklı sayıda CuO<sub>2</sub> düzlemi vardır. Bu sistemlerdeki CuO<sub>2</sub> tabakalarının sayısı arttığında T<sub>c</sub> değeri artar. Fakat birim hücredeki sayısı üçü geçerse süperiletkenlik geçiş sıcaklığı azalır [30]. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin yük taşıyıcı yoğunluğu 10<sup>27</sup> /m<sup>3</sup>, tür ve düşük sıcaklık süperiletkenlerinin taşıyıcı yoğunluğu bu malzemelerin taşıyıcı yoğunluğundan yaklaşık iki kat fazladır [43].

### 2.10.2. Y-Ba-Cu-O Süperiletken Ailesi

YBCO geçiş sıcaklığı sıvı azotun kaynama sıcaklığı üzerinde olan bileşiklerden ilk bulunanıdır. YBCO sistemi kübik perovskite yapı gösterir. Her bir düzlem sınırı Şekil 2.8' de gösterildiği gibi 4 köşeyi paylaşan karesel-primit şeklindeki CuO<sub>4</sub> birimlerinden oluşan düzlemler ile tanımlanır. Bu düzlemlerin dikeyinde iki köşeyi paylaşan CuO<sub>4</sub> şeritleri bulunur [46].



Şekil 2.8. YBCO' nun Kristal Yapısı [47]

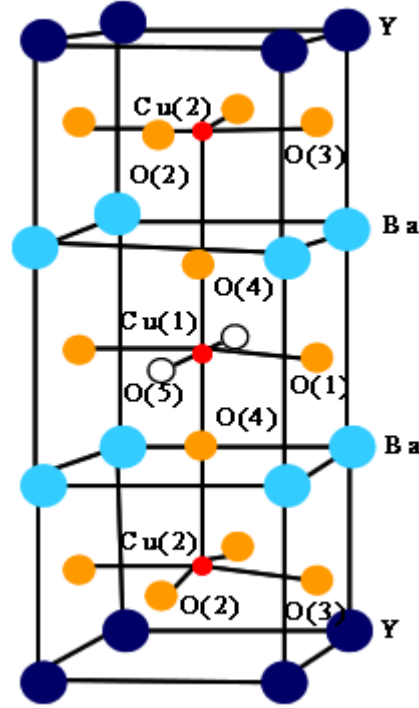
YBaCuO oksit sistemi hem karesel-piramit şeklindeki CuO<sub>2</sub> düzlemlerinde hem de Cu-O zincirlerinde bakır ve oksijen bulundurduğundan dolayı diğer yüksek sıcaklık süperiletkenlerinden ayrılır. Yapısı diğer bakır oksitlerde olduğu gibi perovskitedir. CuO<sub>2</sub> düzlemleri c-eksenine dik (c-ekseni bu düzlemlerin normali ile aynı yönlü) olacak şekilde uzanır. Bakırın birbirinden bağımsız iki kristalografik pozisyonunun varlığı bu sistemin önemli bir özelliğidir. Yani CuO<sub>2</sub> düzlemindeki Cu(2) ve Cu-O zincirlerindeki Cu(1) olmak üzere iki farklı bakır vardır. YBaCuO ailesinin bütün üyelerinin her birim hücrelerinde iki tane CuO<sub>2</sub> düzlemi vardır. Fakat Y bazlı süperiletkenleri için tek veya çift sayıda olacak şekilde farklı sayıda Cu-O zinciri vardır [41].

YBCO bileşiği yüksek sıcaklık süperiletkenleri içinde en çok çalışılanlarından biridir. Diğer seramik süperiletkenlerle karşılaştırıldığında birçok avantaja sahiptir. Bunlar şu şekilde sıralanabilir.

- $T_c$  süperiletken geçiş sıcaklığı 77 K' in üzerinde olan bilinen kararlı dört elementli tek bileşiktir.
- Toksik ve uçucu bileşikler içermez.
- Tek fazlı elde edilmesi kolay bir bileşiktir.
- Diğer HTS materyallere göre daha az anizotropiktir ve daha yüksek manyetik alanlarda daha yüksek akım yoğunluğu taşır [48].

### 2.10.2.1. $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ Süperiletken Ailesi

Atomik oranlarından dolayı Y123 olarak da adlandırılan bu bileşik Wu ve gurubu tarafından bulunmuştur ve sıvı azot sıcaklığının üzerinde süperiletken geçiş sıcaklığı gösteren ilk bileşiktir. Tüm bakır-oksitlerde olduğu gibi Y123 bileşiğinde de  $CuO_2$  düzlemleri iletimin sağlandığı tabaka, Cu-O zincirleri ise düzlemler arası yüklerin taşınması için yük rezervuarı gibi davranır [49]. Bileşiğin hazırlanması sırasında oksijen verilmesi çok önemlidir. Çünkü oksijen miktarına bağlı olarak bileşik tetragonal veya ortorombik bir faz gösterir.  $YBa_2Cu_3O_x$  bileşiğinde  $6.5 < x < 7$  aralığında iken malzeme ortorombiktir ve süperiletken özellik gösterir. Eğer  $x < 6.4$  olduğu durumda ise malzeme tetragonaldır ve yarıiletken özellik gösterir [50]. Y123 bileşiğinin yapısı Şekil 2.9' de gösterilmiştir. Yapısında iki  $CuO_2$  düzlemi vardır ve bu düzlemler Y atomu ile ayrılmıştır. Tamamen oksitlenmiş ( $x=0$ ) ortorombik yapıda O(1) yerleri doludur ve O(5) yerleri Şekil 2.9' da gösterildiği gibi boştur. Yapıdaki oksijen değeri arttığında O(1) yerleri boşalarak O(5) yerleri dolar ve yapı ortorombik fazdan tetragonal faza geçiş yapar.  $YBa_2Cu_3O_x$  oksijen miktarına bağlı olarak 0 ile 94 K arasında değişen geçiş sıcaklığı gösterir [41].



Şekil 2.9. Ortorombik ( $YBa_2Cu_3O_7$ ) birim hücresinin kristal yapısı [41]

### 2.10.2.2. $Y_1Ba_2Cu_4O_x$ ve $Y_2Ba_4Cu_7O_x$ Süperiletken Sistemleri

YBCO ailesindeki,  $CuO_2$  düzlemleri ve  $CuO$  zincirlerinin sayısı ile bu bileşiklerdeki yapısal farklar farklı fiziksel özelliklere ve farklı kritik sıcaklığa yol açar. Örneğin, Y123 bileşiği iki  $CuO_2$  düzlemine ve bir tane  $CuO$  zincirine sahipken Y124 bileşiği Y123 gibi iki  $CuO_2$  düzlemi ve Y123' ten farklı olarak çift  $CuO$  zincirine sahiptir. Y123 92-94 K aralığında bir kritik sıcaklık gösterirken Y124 80 K' de süperiletken özellik gösterir. Y124 bileşiğinde çift  $CuO$  zincirleri b eksenini boyunca uzanır. Y247 bileşiğinin Y123 ve Y124 bileşiklerinin ara bileşiği olduğu düşünülür ( $YBa_2Cu_3O_7 + YBa_2Cu_4O_8 = Y_2Ba_4Cu_7O_5$ ). Y247 bileşiğinin kritik geçiş sıcaklığı 64 K' dir. Y247 bileşiğinin yapısında iki eşit olmayan düzlem ile çift  $CuO$  zincirine sahiptir.

Y-124 bileşiği teknolojik kullanım için tercih edilen bir bileşiktir. Çünkü daha yüksek sıcaklıklarda kararlı bir oksijen yapısı gösterir [51, 52, 53]

## 2.11. Kimyasal Katkılama ve Yerdeğiştirme Etkileri

Herhangi bir süperiletken için anahtar parametre Fermi seviyesindeki enerji aralığının değeridir. Cooper çiftlerinin saçılmayacağı ve kırılmayacağı değerdir. Elektronların saçılmaması onların dirençsiz yayılacağı anlamına gelir. Bu durum süperiletkenliği ifade eder. Fermi seviyesindeki elektronik durumların yoğunluğu kritik geçiş sıcaklığını güçlü bir şekilde etkiler. Kritik geçiş sıcaklığı süperiletken malzemenin başka atomlar tarafından katkılanmasından çok fazla etkilenir. Çünkü katkılama ile malzemeye fazladan elektron veya hol katılmıştır ve bunlar süperiletkenlik mekanizmasına katılırlar. Süperiletken malzemelerin mekanik, manyetik ve akım taşıma özelliklerini geliştirmek için malzemeye farklı atomlar katkılanmıştır. Bu malzemeler çok bileşenli ve karmaşık yapıda olduğu için bu katkılama ve yer değiştirme etkilerinin çoğu başarılı sonuçlar vermemiştir. Yer değiştirme ya kimyasal denge ya da kinetiğin dar bir yolu ile yapılabilir. Çünkü Fermi seviyesinin elektronik özelliklerini değiştirmek zordur ve bu yüzden başarılı sonuçlar elde etmek garantili değildir. Bununla birlikte sadece enerji seviyesi değil aynı zamanda enerji uzayında bir Fermi enerji seviyesi de söz konusudur. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde bulunan anizotropi yüzünden bu yüzey küresel bir şekilden çok daha karmaşık bir şekle dönüştüğu için katkılama ve yer değiştirme çalışmaları çok yüksek bir deneyim gerektirir [8].

Herhangi bir kristalde, boşluklar, çatlaklar, normal örgü uzunluklarının değişmesi, kristal eksenlerinin yönlerinin değişmesi vb. gibi birçok farklı kusur tipi vardır. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri için kristal yapı içerisindeki belirli yerlerdeki oksijen düzensizlikleri özel bir öneme sahiptir.

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde süperakım Yitrium gibi bir tek atom tarafından ayrılan iki  $\text{CuO}_2$  düzleminin oluşturduğu sandeviçlenmiş bir yapı içinden akar. Bu tabakalar iletkenlik tabakası olarak adlandırılır. İdeal bir durumda bu tabakalarda bozulmadan kalan en iyi atomlar oksijen atomlarıdır. Aslında  $\text{CuO}_2$  düzlemleri ciddi bir şekilde bozulursa süperiletkenlik ortadan kalkar. Diğer yandan birim hücrenin geri kalan kısmı yük deposu olarak görev yapar ve yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde bir kusurun ya da bir atomla yer değiştirmenin başlıca rolü  $\text{CuO}_2$  düzlemlerine elektron sağlayan kaynakları değiştirmektir. Bunun anlamı birim hücrenin herhangi bir yerindeki farklılık materyalin elektronik durumunun değişmesine neden olur. Bütün yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde  $\text{CuO}_2$  düzlemleri

birim hücrenin büyüklüğünü belirler. Mükemmel düzgün  $\text{CuO}_2$  düzlemine sahip olan cıva bazlı bileşikler en yüksek kritik geçiş sıcaklığı gösterir. Bütün yüksek sıcaklık süperiletkenlerindeki süperiletkenlik tabakalı yapının ince detaylarına yani örgü kusurlarıyla ya da çeşitli katkı atomlarıyla oluşturulan kusurlara bağlıdır [8].

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri için oksijenin elektronik rolü çok önemlidir. Bu bileşiklerin çoğu ilginç özelliklerinden bazıları, bileşiklerdeki sabit olmayan oksijen miktarı tarafından belirlenir. Bir oksijen atomu normalde bir başka atomdan iki elektron alır. Eğer oksijen yoksa örgüde serbest olarak dolaşan fazladan iki elektron daha bulunur. Bu durum örgüdeki yük dengesinin boşluklar tarafından nasıl etkilendiğini gösterir.

Oksijen boşluklarını oluşturan ilk etken kristal örgüde bulunan serbest taşıyıcı sayısıdır. Fermi seviyesindeki durumların yoğunluğu ( $N_0$ ) süperiletkenliğin anahtar parametresidir. Kritik geçiş sıcaklığı  $T_c$ ,  $N_0$ ' a  $e^{\frac{-1}{N_0 V}}$  şeklinde bağlıdır. Denklemdaki  $V$  Cooper çiftlerinin çiftlenme potansiyelidir. Oksijen boşluklarının  $N_0$ ' da neden olduğu küçük değişimler  $T_c$ ' de büyük bir değişime neden olur. Oksijen atomlarının fazlalığı elektronların yerleşebileceği yerlerin sayısını ve kristaldeki hol taşıyıcılarının sayısını arttırdığı için bir katkılayıcı olarak rol oynar.

Az miktardaki oksijen boşlukları taşıyıcı konsantrasyonunda küçük değişimler yapar. Oksijen boşlukları yük taşıyıcılarına etkileri açısından metal atomlarının yer değiştirmesine eşittir. Çünkü yük rezervuar tabakalarını da etkilerler.

Bir materyalin metalik özellik göstermesi için örgü içerisinde serbest hareket eden elektronları olması gerekir. Elektronların örgü içerisinde serbest olarak hareket edebilmesi için enerji bantlarından birinde doldurulmamış bölgeler varsa mümkün olabilir. Bir yalıtkan ise bantlar arasına düşen fermi seviyesine sahiptir. Bir yalıtkindan metal elde edebilmek için, yalıtkana elektron ekleyip dolu durumların sayısı bir üst banda veya bir alt banda eşitlenerek yapılabilir. Bu durum katkılama yapılarak sağlanabilir.

$\text{La}_2\text{CuO}_4$  bileşiğinin özelliklerinin nasıl değiştiğini incelemek için Sr katkılanmış ve oluşan  $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$  bileşiğinin La +3 değerlikli, Ba ve Sr +2 değerlikli olduğu için elektron sayısı düşer. Dolu durumların seviyesi düştüğü ve banda doldurulmamış bazı durumlar olduğundan dolayı elektronlar serbest hareket edecektir. Bu nedenle katkılanmış bileşik bir metal olur.

+3 değerlikli Yitriyum  $BaCuO_3$  bileşiminde Ba ile yer değiştirdiği zaman elektronların sayısında artış meydana gelir. Bununla birlikte Yitriyum' un valansı (+3) ile oksijenin valansı (-2) arasındaki uyumsuzluk baryum-oksit düzlemiyle yer değiştirmek için yitriyum-oksit düzleminin oluşmasını engeller. Oksijen atomlarının sayısı 9' dan 7' ye düşer ve her birim hücrede yalıtkan  $BaCuO_3$ ' ten daha az elektron bulunduran  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  bileşimine dönüşür. Oksijen boşlukları yeniden düzenlenir ve daha fazla hol taşıyıcıları oluşturulur [8].

## 2.12. YBCO Bileşimine Yapılan Katkılama ve Yer Değiştirme

### 2.12.1. Yitriyum Yerine Yapılan Katkılamalar

Lantan üçüncü geçiş serisindeki ilk elementtir ve bu gruptaki (Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu) şeklindeki elementler 4f yörüngesinde 2 ile 14 elektron arasında değişen sayıda elektron bulundurur. Hepsi Y gibi +3 oksidasyon hali gösterirken Ce, Pr ve Tb kararlı +4 oksidasyon durumu ve Eu, Sm, Yb +2 oksidasyon durumu gösterir. Y 8-bağ koordinasyonunda 1.015 Å' luk iyonik yarıçapa sahiptir. Lantanitlerde en yüksek yarıçapa La (1.18 Å) ve en düşük yarıçapa Lu (0.97 Å) sahiptir ve diğerleri bu değerler arasında değişen yarıçapa sahiptirler. Genel olarak Ce ve Tb gibi atomlar daha çok dört valanslı durumu gösterdiği için Y yerine katkılanmaz ve Lu çok küçük yarıçapa sahip olduğu için Y ile tam olarak yer değiştiremez [54]. Nadir toprak Y yerine katılan farklı yarıçaplı nadir toprak atomları Y ile kısmen yer değiştirdiğinde stres alanı oluşumuna yol açar ve dolayısıyla akı tuzaklanması olur. Gd katkılı olduğunda da aynı durum oluşmuş ve  $J_c$  artmasına neden olmuştur [55].

Yüksek manyetik alanda  $REBaCuO$ ' dan daha büyük  $J_c$  değerleri elde etmek için Ag katkılı  $REBaCuO$  bulk malzemeleri hazırlanmış bunun için doğru nadir toprak (RE=Nd, Sm) elementini bulmak için çalışmalar yapılmıştır. Eritme işlemiyle üretilen bulk örneklerinin süperiletken özelliklerini geliştirmek için R123 matrisinin kristalleşmesini geliştirmede etkili olduğuna inanılan, aynı zamanda mekanik gerilmeyi güçlendirmek için Ag metali eklenmiştir. Ayrıca matriste RE211 parçacıklarını ince ve düzenli bir şekilde dağılmasını sağlamak için Platin katılmıştır. Yapılan çalışma sonucunda hazırlanan örneklerde ab yönündeki termal büyümenin c yönündeki termal büyümeden küçük olduğu görülmüştür. Ag metal parçacıklarının

katkısı termal büyümeyi arttırdığı görülmüş ve Ag miktarıyla ortaya çıkan basınç bulk kompozisyonun süperiletkenlik karakterini geliştirmek için önemli bir faktör olduğu ve Ag parçacıklarının etkisi bütün REBCO bulk numuneler için aynı olduğu görülmüştür [56]. Ag katkıları ile eritme yöntemiyle hazırlanan Sm123 bileşiklerinde RE miktarının artmasıyla kristalleşme oranında azalma olmasına rağmen bu yöntemin Sm bazlı daha büyük bulk numuneler üretilmesi için uygun olduğu düşünülmüştür [57]. Ayrıca Ag katkısı Sm123 sistemlerinin büyütme sıcaklığını 1028° C' ye düşürmüştür. Fakat maksimum işlem sıcaklığı ( $T_{max}$ ) azaltıldığında büyük büyütme elde edilememiştir [58]. Bazı uygulamalarda Ar' la son tavlama ile birlikte hava ortamında top seeded melt growth işlemi şeklinde bir kombinasyonla malzemeler hazırlanmıştır. RE elementi ile Ba' nun yer değiştirmesi büyük oranlarda büyütme yapılmasını sınırlandırabilir. RE-Ba' nun düşük katkı çözünmesi düşük x değerli  $RE_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-x}$  bileşiğinin hızlı kristalleşme oranıyla ilişkilidir. Ar ile yapılan son tavlama katkı çözünürlüğünü sınırlandıracak şekilde rol oynamış ve böylece daha büyük oranlarda büyütme yapılacağı düşünülmüştür [59]. Kuvvetli magnet uygulamaları için RE123 bulk süperiletkenlerinin manyetizasyon davranışları önemlidir ve bu uygulamalar için manyetizasyon özellikleri geliştirilmeye çalışılmaktadır. Yapılan ölçümlerde zayıf bir manyetik alanda tuzaklama kayıplarının az olduğu ve alan arttığında bu kayıpların arttığı görülmüştür. Çünkü manyetizasyon işlemi sırasında bulk süperiletkenler ısı üretir ve böylece tuzaklanmış akım azalır. Bunun nedeni bulk içindeki manyetik akı hareketiyle oluşan tuzaklama kaybı kritik akım yoğunluğunda bir azalmaya sebep olması şeklinde yorumlanmıştır [60].  $RBa_2Cu_3O_y$  bileşiğine R=Y, Gd, Ho, Er, Yb şeklindeki atomlarla katkılama yapıldığında bütün örneklerin 90 K değerinde süperiletken geçişi gösterdiği görülmüştür. Örneklerden Ho katkılı olanın normal durum direnci en küçüktür ve süperiletkenliğe en keskin geçişi bu örnek göstermiştir. Bütün örneklerin manyetik alan altında dirençli geçişi genişlemiştir. Bu genişlemenin nedeni tuzaklama merkezleri, akı çizgilerinin kayması ve akı çizgilerindeki akı açısından malzemenin homojen olmamasıdır [61]. Ayrıca bu şekilde Y yerine nadir toprak elementlerinin katkılanmasıyla yapılan yer değiştirmeler sonucu elde edilen bileşiklerin YBCO bileşiğine göre  $T_c$  ve  $J_c$  değerleri daha yüksektir [62].

$SmBa_2Cu_3O_{7-δ}$  bileşiği Y ile Sm' un yer değiştirmesiyle oluşan  $YBa_2Cu_3O_{7-δ}$  bileşiğidir. Elektronik alet uygulamaları için bu yer değiştirme ilgi çekicidir. SBCO



bulk örnekleri YBCO örneklerinden daha yüksek  $T_c$  geçiş sıcaklığı gösterir ve Sm atomu Ba-Cu-O çözücüsünde daha çok çözünür büyütme işlemi daha hızlı olur [63].

Eritme yöntemiyle hazırlanmış REBaCuO kristalleri hem REBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> (R123) hem de RE<sub>2</sub>BaCuO<sub>8</sub> (RE211) şeklindeki iki fazdan oluşur [64]. Eritme yöntemiyle hazırlanmış Sm123 süperiletken bulk kompozisyonları içerisinde Sm211 fazı bulduran Sm123 bulk malzemeler daha yüksek elektromanyetik özelliklere sahiptir. Ayrıca hava ortamında ısıtılma yapılmasının kolay olması, farklı malzemeler katılarak malzemelerin mekanik özelliklerinin geliştirilebilmesi nedeniyle daha çok kullanılan bir tekniktir [65].

Birçok araştırmada; Y<sub>1-x</sub>R<sub>x</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>8</sub> şeklinde bir kompozisyona sahip bileşiğin  $T_c$  değerinin Y yerine yapılan katkılarla ile değişmediği, fakat R' nin yarıçapı azaldıkça  $T_c$  değerinde fark edilebilir bir azalmanın olduğu görülmüştür [49]. Y yerine Yb katkılı olduğunda: bu katkılamamanın  $T_c$  sıcaklık değerini pek fazla değiştirmedeği ve  $J_c$  değerinin ise  $x=0.08$ ' e kadar arttığı bu değerden sonra azaldığı görülmüştür. Çivileme (pinning) kuvvetindeki artışın nedeninin malzeme nano boyutta olan homojensiz dağılım nedeni ile olduğu düşünülmüştür [66].

Y yerine Sc katkılı olduğunda çözünürlük limiti  $x=0.5$ ' tir ve  $T_c$  değerleri ile birim hücrenin büyüklüğü  $x$ 'ten bağımsızdır ve  $x=0.25$  için  $T_c=92$  K değerinde süperiletkenliğe geçiş göstermiştir. Ayrıca  $x>0$  için hazırlanan malzeme çok fazlıdır.

Y<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>8</sub> şeklindeki bileşiğindeki Y yerine Al katkılı olduğunda  $0 \leq x \leq 0.85$  aralığındaki değerler için  $x$ ' in artmasıyla  $T_c$  90.6 K' den 50 K'e doğru bir azalma göstermiştir [54].

Kalsiyum' un iyonik yarıçapı (1.12) Yttriyum' un yarıçapına (1.015) yakın ve Baryum iyonunun yarıçapına göre çok küçüktür. Fakat Ca iki valanslıdır ve bu yüzden Ba ile yer değiştirmesi beklenebilir. Yapılan araştırmalarda Ca' un Y ile yer değiştirdiği görülmüştür ve Y<sub>1-x</sub>Ca<sub>x</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>8</sub> şeklindeki bir kompozisyondaki çözünürlüğü 0.2-0.25 aralığındadır. Ca katkısıyla birim hücre parametrelerinden a ve c artarken, b azalmıştır.

Y<sub>1-xy</sub>Ba<sub>2-x(1-y)</sub>Ca<sub>x</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>8</sub> şeklinde bir kompozisyon oluşturacak şekilde yapılan çalışmalarda Ca' un hem Y ile hem de Ba ile yer değiştirdiği görülmüştür. Ayrıca YBCO ile yapılan çalışmalarda %11' den daha düşük miktarda Ca katıldığında sadece Y ile yer değiştirdiğini ama daha yüksek seviyelerde yapılan katkılmalarda Ca' un Ba ile de yer değiştirdiği görülmüştür [54].

YBCO' daki  $Y^{+3}$  ile  $Ca^{+2}$  nin yer değiştirmesi taşıyıcı konsantrasyonunu değiştirir. Bu yer değiştirme sadece hol konsantrasyonunu azaltır ve dolayısıyla  $T_c$  değerini dūřürür. Aynı zamanda tanecik sınırlarındaki bağlanmanın akımı engelleme etkisini azaltır. Bu nedenle uzun mesafede daha az kayıpla elektrik gücü taşınmasında kullanılan süperiletken kabloların performansını arttırır [67, 68].

$Y_{0.9}M_{0.1}Ba_2Cu_3O_8$  (M=Mg, Ca, Sr, Ba) fazları için kritik sıcaklık M yerine katkılanan elementin iyonik yarıçapına bağlı olduğunu göstermiştir. M=Ba için  $T_c=95$  K, Sr için  $T_c=91.3$  K, Ca için  $T_c=87.7$  K, Mg için  $T_c=84$  K değerini alır.  $Y_{1-x}Cd_xCu_3O_8$  bileşiği için (x=0.1, 0.3, 0.5) katkılarının tümü için  $T_c=92$  K' dir [54].

$(Y_{1-x}M)_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  sisteminde M=Zn, Cd olacak şekilde katıldığında  $Cd^{+2}=0.97$  Å olan yarıçapı  $Y^{+3}$ , e çok yakın olduğu için Y ile yer değiştirir.  $Cd^{+2}$  katkılı olduğunda kristal yapıyı etkilemez sadece Cu valansını etkiler. Zn' de Cd ile aynı valanslıdır fakat ( $Zn^{+2}=0.74$  Å) daha küçük yarıçapa sahiptir.  $Na^+$  gibi küçük valanslı iyonlarla yer değiştirmesi daha az oksijen stokiyometrisi ile sonuçlanır. Metal iyonlarının valansını dengelemek için  $Cu^{+3}$   $Cu^{+2}$ , ye dönüşür. Bu da süperiletken geçiş sıcaklığını azaltır. Zn katkısının artmasıyla  $T_c$  azalır ve  $\Delta T_c$  genişler. Malzeme metalik durumdan yarıiletken duruma geçiş yapar.  $Zn^{+2}$ , nin yarıçapı  $Cu^{+2}$ , in yarıçapına (0.72 Å) yakın olduğu için Y yerine Cu ile yer değiştirmiştir [69].

Y yerine tek valanslı iyonlarla yer değiştirmesine yönelik birkaç çalışmalar yapılmıştır. Na atomu 1.16 Å' luk iyonik yarıçapıyla Y atomunun yarıçapına yakındır. Fakat K=1.51 Å, Rb=1.60 Å, Cs=1.76 Å atomların yarıçapı Ba atomunun yarıçapından daha büyüktür ve muhtemelen Y ile yer değiştirebilecekleri düşünülür.  $Y_{1-x}Na_xBa_2Cu_3O_8$  örneğinin çok fazlı olduğu, x=0.2' ye kadar  $T_c$  sabit kaldığı ve x=0.5' te  $T_c$  4.2 K' ne dūřtüęü görülmüştür. Tavlama sıcaklığıyla  $T_c$  ve birim hücrenin değişimi aşırı katkılanmış örnektekiyle çok benzer olduğu görülmüştür. Bu yüzden Greaves ve Slater tarafından Na' un tam olarak yapıya giremediği ispatlanmıştır.

$Y_{1-x}A_xBa_2Cu_3O_8$  bileşiğinde A=K, Rb, Cs için x=0.15'e kadar yapılan katkılarında hiçbir safsızlık fazı gözlenmemiştir ve Y' un yerine çok daha büyük atom katkılanması nedeniyle beklenenin aksine birim hücre boyutları değişmemiştir. En yüksek  $T_c = 95.5$  K ile  $Y_{0.95}Cs_{0.05}Ba_2Cu_3O_8$  şeklindeki kompozisyonda bulunmuştur [54].

Bi ile de yer değiştirip değiştiremediği ile ilgili çalışmalar yapılmış ve İn ile benzer olarak bu elementin de çözünürlüğünün sınırlı olduğu görülmüştür. Ga ve Fe katkılanmasında  $x=0.2$  değerine kadar ortorombik bozunmada azalma olmuş ve  $x'$  in artmasıyla  $T_c$  değeri de azalmıştır. Tl' un çözünürlüğünün  $850\text{ }^\circ\text{C}$ ' de %10 ve  $900\text{ }^\circ\text{C}$ ' de %50 olacak şekilde sıcaklığa bağlı olduğu tespit edilmiştir. Ca ve Th  $Y_{1-2x}Ca_xTh_xBa_2Cu_3O_8$  bileşiğini oluşturacak şekilde birlikte katkılanması başarılı olduğu halde, Ca ve Th ayrı ayrı katkılanması başarısız olmuştur [54].

YBCO bileşiğine Ca  $Y_{1-x}Ca_xCu_3O_{7-y}$  kompozisyonunu oluşturacak şekilde ve Pr  $Y_{1-x}Pr_xCu_3O_{7-y}$  kompozisyonun oluşturacak şekilde katkılanmalar yapıldığında; Pr katkısı artığında (%8 yukarısında) malzemenin ortorombikliğini azaltacak yönde a parametresi artar ve b parametresi değişmez. Katkı miktarı %90 ile %100 arasında olduğunda hem a hem de b eşittir. Ortorombik yapının azalması ve yaklaşık olarak kaybolması katkı ile ikiz sınırları olarak adlandırılan mikro seviyede kusurların oluşmasıyla ilişkilidir. Akı tuzaklama merkezleri olarak rol oynayan bu kusurlar durumu  $J_c'$  yi azaltır [70, 71, 72]. Pr katkı miktarının artmasıyla  $CuO_2$  düzlemleri ile Cu-O zincirlerindeki oksijen miktarı azalır katkılama miktarı arttıkça süperiletkenlik azalır [73]. Ca katkısı durumunda  $Ca^{+2} Y^{+3}$  ile yer değiştirdiği için hol konsantrasyonunu artırır ve bu durum  $T_c'$  yi de artırır. Tuzaklama merkezlerini homojen olarak arttırdığı için Ca katkısı  $J_c'$  yi artırır. Pr ve Ca' un YBCO birim hücresinde Y ile yer değiştirmesine rağmen bu yer değiştirmeler  $CuO_2$  düzlemlerinin bozulmasına neden olur [70].

#### **2.12.4. YBCO Süperiletken Sistemine Nd Katkılanması ile İlgili Yapılan Çalışmalar**

YBCO süperiletken sisteminde ortorombik bozunma, elektron yapısı ve kusur karakteristiği sistemin süperiletkenliğini etkilemektedir. Bu nedenle R=Tm, Dy, Gd, Eu, Nd, Y olmak üzere şekilde  $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  bileşiğinin yapısı incelenerek:  $R^{+3}$  iyonlarının iyonik yarıçapının büyüklüğünün bu sistemin ortorombik yapısının değiştirmedeğini ve daha büyük yarıçapa sahip olan atom katılmış sistemlerin  $T_c$  değerinin küçük yarıçaplı atom katılarak hazırlanmış malzemelerinkinden daha yüksek olduğu görülmüştür. Manyetik olan Tm, Gd, Nd iyonları ve manyetik olmayan Eu ve Y iyonlarıyla yapılan katkılama sonuçlarına göre geçiş sıcaklığı

lokalize olmuş manyetik momente duyarlı olmasına rağmen aslında geçiş sıcaklığı nadir toprak iyonlarının yarıçapına bağlı olduğu görülmüştür. RBCO bileşiğinde R yerine daha büyük yarıçaplı nadir toprak elementi katıldığında sadece Y atomunun etrafındaki elektron yoğunluğu değil, aynı zamanda Cu ve O atomları etrafındaki elektron yoğunluğunun da değiştiği görülmüştür. Bu şekildeki yapılan katkılarının  $\text{CuO}_2$  düzlemleri ile rezervuar tabakaları arasındaki bağlantıyı kötüleştirmediğini tam tersine katkılar sonucunda Cu-O zincirlerindeki elektronların Cu-O düzlemlerine transferinin daha kolay olduğu yani Cu-O zincirleri ile Cu-O arasındaki bağlantının optimize olduğu anlaşılmıştır. Bunun  $T_c$ 'deki artışın sebebi olduğu düşünülmüştür [74]. Nadir toprak elementleri  $\text{RE}=\text{Nd, Sm, La, Eu, Gd}$  artan x değerleriyle süperiletken geçiş sıcaklığının ciddi bir şekilde düşmesine yol açan  $\text{RE}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$  şeklinde bir katı çözeltilisi oluşturur. Bu düşüşün nedeni RE ile Ba'un yer değiştirmesinden kaynaklanır. Bu nedenle eritme yöntemiyle malzeme büyütüldüğünde RE ile Ba yer değiştirmesi azaltılabilir. Bu nedenle kısmi oksijen atmosferinde eritme büyütme işlemiyle hazırlanan numunelerin  $T_c$  ve  $J_c$  değeri daha yüksektir [75, 76].

Bulk  $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  seramiklerinde üretim koşullarının mikroyapı üzerine etkisinin anlaşılması bu malzemelerin süperiletkenlik ve mekanik özelliklerinin geliştirilmesi için önemlidir. Çünkü  $T_c$  ve süperiletken geçiş sıcaklığının genişliği gibi diğer özellikler mikroyapısal değişim ile hemen hemen değişmezken tanecik büyütme mekanizmaları ve taşıyıcı özellikleri sinterleme koşullarıyla değişmiştir. Ayrıca Re yerine katılan atomun yarıçapı arttıkça sinterleme sıcaklığının arttığı görülmüş büyük Re atomu bulunan sistemler yüksek oksijen basıncında sinterlendiğinde bu atomların Ba ile yer değiştirerek sistemin  $T_c$  sıcaklık değerinin düşürdüğü bulunmuştur. Eğer sistem daha düşük oksijen atmosferinde eritilip büyütüldüğünde  $T_c$  ve  $J_c$  gibi süperiletkenlik özellikleri geliştirilir [77, 75].  $\text{Y123}$  bileşiğinde Y ile Nd, Sm, Eu ve Gd gibi atomlarla yer değiştirmesi 92 ile 96 K arasında değişen  $T_c$  artışı verir. Fakat Ba ile yer değiştirdiğinde örnek boyunca bir kompozisyon kararsızlığı ile karakterize edilir. Y ile nadir toprak elementleri yer değiştirdiğinde kritik akım yoğunluğu artan manyetik alan ile azalmak yerine önce alan ile bir miktar artıp daha sonra azalabilir.  $J_c$  ölçüm sonuçlarında gözlenen bu şekildeki kararsız durum balık kuyruğu davranışı (fishtail effect) olarak adlandırılır.  $J_c$  ölçümlerinde balık kuyruğu etkisi (fishtail effect) görülürse bu durum malzemeye katılan katkı atomunun Ba ile yer değiştirdiğini, bu davranış yoksa katkı atomunun Y

ile yer değiştirdiğini gösterdiği şeklinde yorumlanmıştır [78, 79]. Daha büyük Re atomu bulunduran bileşikleri oksitlemek için daha büyük oksijen basıncı gerekirken, Re-123 sistemlerindeki oksijenin aktivasyon enerjisi daha kk Re atomu bulunduran bileşikler için daha yüksektir [80]. ReBCO bileşiklerinde peritectic erime sıcaklığının iyonik yarıçapın bir fonksiyonu olduğu bulunmuştur. Yani 123 fazının erime noktası katkılanan malzemenin artan yarıçapıyla artar. Ayrıca daha düşük ayrışma sıcaklığı ve daha yavaş reaksiyon oranından dolayı daha kk Re atomu bulunduran ReBCO bileşiğinin kalsinasyonu daha düşük sıcaklıklarda ve daha uzun zamanda yapılması gerektiği görülmüştür [81].

YBCO bileşiğinde Y yerine Nd katkılındığında bu atomun yer değiştirebileceği iki yer vardır. Nd atomunun hem Y hem de Ba ile çift yer değiştirmesi  $J_c$  artışına neden olmuştur. Ayrıca Y123 yapısında l perovskite birim hücre bulunmaktadır. Y alt birimi, Y atomunun yarıçapı Ba atomunun yarıçapından daha kk olduğu için a/b eksenini boyunca bir gerilme kuvveti altındadır. Y atomuna göre daha büyük yarıçapa sahip olan Nd atomu Y yerine katkılındığında daha büyük yarıçapa sahip olduğu için stress ortadan kalkar. Böylelikle Nd ile Y atomlarının kısmi yer değiştirmesi serbest kristalleşme enerjisini azaltabileceği ve daha kararlı bir Y(Nd)123 yapısına yol açacağı düşünülmüştür [82]. Nd, Sm, La gibi nadir toprak elementlerinin yarıçapı Ba atomunun yarıçapına daha yakın olduğu için çoğunlukla Ba ile yer değiştirerek katı ozeltiyi oluşturmuşlardır.  $YBa_2Cu_3O_7$  bileşiğini sentezlemek için yapılan deneylerde ilk kompozisyondaki Ba eksikliğinin genellikle taneler arası tuzaklama merkezlerinin zayıflayan ve bazı durumlarda tane içi tuzaklama merkezlerinin artan kompozisyonlara yol açtığı düşünülmüştür. Nd yer değiştirmesi durumunda Ba eksikliği artan katkılama ile süperiletkenlik özellikleri azalmış kompozisyonlara neden olduğu görülmüştür [83, 84].

Tuzaklanmış manyetik alanı artırmak için  $J_c$  artışı ile birlikte büyük tanecikli malzemeler üretmek gerekir. Büyük tanecikli  $REBa_2Cu_3O_8$  (RE = nadir toprak elementleri) süperiletkenleri bulk magnetler ve çarklar gibi endüstriyel uygulamalar için önemlidir. Fakat YBCO düşük tersinmezlik alanından dolayı bu malzemede tuzaklanmış manyetik alanı arttırmak kısıtlıdır. NdBCO bileşiği YBCO' dan daha yüksek tersinmezlik alanına sahip olduğu için büyük tanecikli malzeme üretilirse NdBCO bulk içinde daha büyük manyetik akı tuzaklanabilir. Kaliteli NdBCO üretebilmek için Nd-Ba yer değiştirmesinin kontrol edilmesi gerektiği görülmüştür. Bunu sağlamak için malzemeler düşük oksijen basıncında hazırlanmıştır [85].

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin çoğu uygulamaları özellikle yüksek manyetik alan altında yüksek  $J_c$  gerektirir. Yüksek  $J_c$  sağlamak için de grain diziliminin yanı sıra etkili tuzaklama merkezleri oluşturmak önemlidir. Oksijen kontrollü eritme büyütme yöntemiyle (OCMG) hazırlanmış  $LREBa_2Cu_3O_y$  şeklindeki kompozisyonları için düşük sıcaklıklarda yüksek manyetik alanda büyük bir kritik akım yoğunluğu elde edilebilmiş ve bunun sistem içinde LRE-123 fazının çok miktarda kümelenmesi sonucu oluştuğu düşünülmüştür [86].

YBCO bileşiğine  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-8}$  kompozisyonunu oluşturacak şekilde Nd katkılıandığında a, b, c parametreleri değişim göstermiştir. Bunun nedeninin Nd atomlarının Y yerine geçmekten ziyade ara yere girdiği şeklinde yorumlanmıştır. Ayrıca Nd katkısıyla malzemenin süperiletken malzemenin taşıma özelliklerini azaltan grain boyutunu küçültmüştür [87].

$Nd^{+3}$  (0.111 nm) ve  $Ba^{+2}$  (0.142 nm) yakın yarıçaplarından dolayı Nd-123  $Nd_{1-x}Ba_{2-x}Cu_3O_z$  ( $0 \leq x \leq 0.6$ ) şeklindeki kompozisyonunu oluşturur. Sisteme Nd katkılıandığında hem Y hem de Ba ile yer değiştirir. Bu şekilde çift yer değiştirme sonucu Ba yerlerinde boşluklar oluşur. Bu da süperiletkenlik özelliklerinde azalmaya yol açmıştır [88].

REBaCuO sisteminde Cu-O zincirlerini içeren düzlemlerdeki oksijen düzenlenişi ve  $CuO_2$  düzlemlerindeki hol miktarı arasında mükemmel bir ilişki vardır. YBCO bileşiğinde yerel oksijen düzenlenişi ile  $T_c$  arasında bir ilişki olduğu bilinir.  $CuO_x$  ve  $CuO_2$  arasındaki yük dengesi, örgü parametrelerindeki azalma oksijenin O(5)' ten O(1)' e difüzyonu boyunca Cu-O zincirlerinin uzunluğunun artmasından dolayı dış basınçla kontrol edilebileceği görülmüştür [89]. Büyük LREBaCuO tek kristaller teknolojik uygulamalar için önemli olduğundan bu tür malzemelerin üretilmesi için çok fazla çalışma yapılmıştır. Bu tip büyük tek kristalleri üretmenin iki yolu vardır. Bunlardan birincisi, yarıçapı 65 mm ve 3 T' ya kadar yüksek bir tuzaklanmış manyetik alan performansına sahip olan GdBaCuO tek kristalinden daha büyük boyutlarda tek kristal elde edilen sıcak bir tohumlama tekniğine sahip olan oksijen kontrollü eritme büyütme (OCMG) işlemidir. Ne yazık ki bu işlem çok komplekstir ve grup üretiminde tek domain bulk numuneleri hazırlamayı zorlaştırır. İkincisi ise, soğuk bir tohumlama tekniği ile hava ortamında yapılan melt-texture growth (MTG) yöntemidir. Bu yöntem kolaydır ve grup üretimine izin verir [90]. REBCO şeklindeki örnekler hazırlanırken örgü parametrelerinin değişimi ve O(1) ile O(2) arasındaki etkileşme enerjisinin

değişiminden dolayı katılanan iyonun yarıçapı arttıkça aktivasyon enerjisi azalmıştır. Bu nedenle bu bileşikler hazırlanırken oksijen atmosferinde daha düşük sıcaklıklarda tavlmalıdır. Çünkü düşük aktivasyon enerjisi malzemenin süperiletken özellik kazanması için gerekli olan oksijen difüzyonunu daha düşük sıcaklıklara kaydırır. Bu tür özellikler dikkate alınarak çarklar ve bulk magnet gibi uygulamalar için önemli olan büyük tanecikli RE123 malzemeleri üretilebilir [91].

Kuvvetli magnet uygulamaları için RE123 bulk süperiletkenlerinin manyetizasyon davranışları önemlidir ve bu uygulamalar için manyetizasyon özellikleri geliştirilmeye çalışılmaktadır. Yapılan ölçümlerde zayıf bir manyetik alanda tuzaklama kayıplarının az olduğu ve alan arttığında bu kayıpların arttığı görülmüştür. Çünkü manyetizasyon işlemi sırasında bulk süperiletkenler ısı üretir ve böylece tuzaklanmış akım azalır. Bunun nedeni bulk içindeki manyetik akı hareketiyle oluşan tuzaklama kaybı kritik akım yoğunluğunda bir azalmaya sebep olması şeklinde yorumlanmıştır [92].

NdBCO büyük tanecikler en kararlı materyallerdir. Bununla birlikte levitasyon aletleri, akım kabloları ve motorlar için diğer REBCO büyük tanecikli materyallerin çoğundan daha geniş kullanım alanlarına sahiptir. 95 K değerinde kritik geçiş sıcaklığı gösterir. Ayrıca  $Ba_3Cu_3O_8$  sıvısında  $N^{+3}$  en çok çözünürlüğe sahiptir ve daha düşük sıvılaşma eğilimi gösterir. Fakat büyük tanecikli NdBCO üretmek karmaşık bir işlem gerektirdiği için sınırlı bir büyüme sağlanır ve daha yüksek erime noktası mevcuttur. Kısmi oksijen basıncında üretilen Nd katkılı bileşik için 96 K değerinde geçiş sıcaklığı gösterdiği görülmüştür.[93, 94].  $REBa_2Cu_3O_y$  (RE= nadir toprak elementleri) sistemlerinde  $LRE^{+3}$  iyonları  $Ba^{+2}$  ile yer değiştirdiğinde yük dengesini sağlamak için oksijen miktarı artmış ve belirli katkı seviyesinde ortorombik tetragonal faz geçişi gelmiştir.  $YBa_{2-x}Nd_xCu_3O_y$  sistemlerinde Nd arttıkça oksijen miktarı artar ve  $T_c$  azalır. Fakat Re123 sisteminde Re yerine Nd, Sm gibi malzemeler katıldığında  $T_c$  değeri artmış ve  $J_c$  değerinin artmasına yol açan balık kuyruğu etkisi artmıştır [95, 96, 97].

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1. Numunelerin Hazırlanması

Bu tez çalışmasında, üniversitemizin süperiletkenlik laboratuvarında, Katıhal Reaksiyon Yöntemi kullanılarak Yttrium (Y) yerine 0.0-1.0 oranında değişen miktarlarda Neodymium (Nd) katkılanmış YBCO süperiletken bileşikleri hazırlanmıştır.

Bu malzemeleri hazırlamak için % 99,9 saflıktaki  $Y_2O_3$ , % 99,9 saflıktaki  $Nd_2O_3$ , % 99,9 saflıktaki CuO ve % 99,9 saflıktaki  $BaCO_3$  (Alfa-Aeiser) kimyasal tozlar kullanılmıştır.

Numuneler tartım, öğütme, kalsinasyon ve oksijen ortamında yapılan ısıl işlem(sinterleme) olmak üzere dört aşamada hazırlanmıştır. Önce  $Y_2O_3$ ,  $Nd_2O_3$ , CuO,  $BaCO_3$  tozları  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_y$  ( $x = 0.0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$ ) şeklindeki kompozisyonu elde etmek için uygun stokiometrik oranda tartıldı. Bu tozlar homojen bir karışım elde etmek için agat havanda bir saat öğütüldü. Öğütülen tozlar kalsinasyon işlemi için  $\alpha-Al_2O_3$  pota içerisine konularak kare tip fırında  $850\text{ }^\circ\text{C}$ ' de 24 saat bekletildi. Bu kalsinasyon işleminden sonra bir saat kadar bir ara öğütme yapılarak tekrar kare tip fırında  $900\text{ }^\circ\text{C}$ ' de 24 saat bekletildi. İkinci kalsinasyondan sonra tozlar tekrar bir saat öğütüldü ve  $900\text{ }^\circ\text{C}$ ' de 24 saat bekletildi. Malzemelerin istenen stokiometriye ulaşması ve karbonatlardan arındırmak için bu şekilde kalsinasyon işlemi üç defa yapılmıştır ve daha homojen bir toz dağılımı elde edilmek için de ara öğütmeler dikkatlice tekrarlanmıştır. 3. ve son kalsinasyon işleminden sonra elde edilen tozlar bir saat öğütüldükten sonra 10 mm çapında ve yaklaşık 2 mm kalınlığında peletler oluşturmak için, 5 ton basınç uygulanarak her biri yaklaşık birer gram olacak şekilde üçer tane pelet yapıldı. Bu peletlerin her biri  $930\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $940\text{ }^\circ\text{C}$  ve  $950\text{ }^\circ\text{C}$  şeklinde üç farklı ısıl işlem sıcaklığında, 24 saat ve dakikada 5 derecelik bir hız ile artıp- azalacak şekilde ısıl işleme tabi tutuldu. Bu şekilde her bir katkılama için üç farklı ısıl işlem sıcaklığı uygulanarak üretilen numunelerin özelliklerinin sıcaklıkla değişimleri de incelendi.

Üretilen malzemelerin karakterizasyonu için x-ışınları kırınımı (XRD), Taramalı Elektron Mikroskop' u (SEM), Enerji Dağılımlı x-ışınları Spektroskopisi (EDX), Elektriksel Direnç-Sıcaklık değişimi testleri (R-T) ve manyetik özellikleri



içinde 9 Teslaya kadar manyetizasyon, histerisiz ve farklı alanlar altında direnç-sıcaklık değişimleri incelenmiştir.

### **3.2. X-Işınları Kırınım Analizleri (XRD)**

Numune üzerine gelen x-ışınları numunedeki atomlar tarafından kırınıma uğrar. Bragg şartını sağlayarak kırınıma uğrayan bu x-ışınlarından elde edilen kırınım deseninden yararlanarak malzemenin kristal yapısı hakkında bilgi sahibi olunabilir ve örgü parametreleri tayin edilebilir.

Bunun için toz haline getirilen numuneler XRD sisteminin örnek tutucusuna yapıştırılarak sisteme yerleştirilmiş ve Üniversitemiz Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Labaratuvarı' nda bulunan Rigaku RadBDMAX-II bilgisayar kontrollü x-ışını difraktometresi kullanılarak XRD desenleri elde edilmiştir. Elde edilen desenler Jade 6.0+ Crystal Refinement programının kütüphanesinde bulunan yapılarla karşılaştırılarak malzemenin kristal yapısı çözülmüştür. Ölçümler  $2\theta = 2-80^\circ$  aralığında,  $2^\circ$  /dakika tarama hızıyla ve  $\text{CuK}_\alpha$  ( $\lambda = 1.5405 \text{ \AA}$ ) ışını kullanılarak yapılmıştır.

### **3.3. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımlı X-Işını Analizleri (EDX)**

SEM sistemindeki temel mantık belirli bir akım uygulanarak sistemdeki filamentin ısınmasıyla filamentten çıkan elektronların çeşitli levhalar ve lensler yardımıyla numune yüzeyine eletron demeti şeklinde uygulanan bir voltaj ile hızlandırılarak çarpar. Elektron demetinin numuneye çarptığı bölgede meydana gelen etkileşmeler sonucu x-ışınları, ikincil elektronlar ve geri saçılan elektronlar oluşur. İkincil elektron dedektörü, x-ışını dedektörü ve geri saçılan elektron dedektörü gibi detektörlerle bu etkileşmeler algılanır ve malzemenin yüzeyinin haritası elde edilir.

Benzer şekilde elektron demetinin malzeme ile olan etkileşmeleri sonucu elde edilen x-ışınları, x-ışını dedektörü ile algılanır ve bu karakteristik x-ışınlarının dedekte edilmesi ile hangi atomdan saçıldığı ve o atomun numune içindeki atomik oranı belirlenir (EDX).

Üretilen malzemeler Üniversitemiz Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi Labaratuarı' nda bulunan LEO marka ve EVO 40 XVP (Extended Variable Pressure, 400-750-3000 Pascal) model, maksimum 30 kV hızlandırma voltajında SE (Secondary Electron ) dedektörleri 3 nm ayırma gücüne sahip, BSD ( Back Scattering Detector ) ve XVP modunda ise 4.5 nm ayırma gücü, 0.2-30 kV hızlandırma voltaj aralığı ve 7 ile 1.000.000 defa büyütme kapasitesine sahip mikroskopla incelenmiştir.

Yapı içerisindeki atomlar ve bunların atomik dağılımlarının belirlenmesi (faz analizleri) LEO EVO-40xVP sistemi ile birlikte çalışan 124 eV gücünde çalışan Bruker Dedector kullanılarak yapılmıştır (EDX).

### **3.4. Manyetik Alan Altında Elektriksel Direnç Ölçümleri (MR-T)**

Hazırladığımız örneklerin 0, 2, 4, 6 ve 8 T manyetik alan altında elektriksel direnç-sıcaklık (MR-T) ölçümleri yapılmıştır. Elektriksel ölçümler (MR-T)) Üniversitemiz Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi Labaratuarı' nda bulunan QUANTUM DESIGN PPMS (9T) sisteminin ACT aparatı kullanılarak ve standart dört nokta kontak yöntemi ile gerçekleştirilmiştir. Dört nokta kontak ölçümü, bir numune üzerine dört ayrı noktadan elektriksel bağlantı gümüş boya kullanılarak yapılır ve bu bağlantılardan ikisi boyunca bir elektrik akımı verilip diğer iki bağlantıdaki elektriksel potansiyel ölçülür.

### **3.5. Manyetik Ölçümler (M-H), (M-T) ve Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları**

Hazırladığımız malzemelerin manyetik alan-manyetizasyon değişimleri (M-H) ve manyetizasyonun sıcaklığa bağlı değişimleri (M-T) ile ilgili ölçümlerimiz Üniversitemiz Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Labaratuarı' nda bulunan QUANTUM DESIGN PPMS (9T) sisteminin titreşimli örnek magnetometresi (VSM) aparatı kullanılarak ölçülmüştür. M-T ölçümleri sabit 50 Oe alan altında 5-120 K aralığında M-H ölçümleri ise 10-20-30 K değerindeki üç sıcaklık için, sabit sıcaklık altında -9 ile 9 Tesla aralığında alınmıştır.

M-H eğrileri yardımıyla ve Denklem (2,3)' te verilen Bean formülü kullanılarak malzemelerin kritik akım yoğunluğu değerleri ( $J_{c,mag}$ ) hesaplanmıştır.

### 3.6. Çivileme (Pinning) Kuvveti, Aktivasyon Enerjisi, Tersinmezlik Alanı Hesaplamaları

Hazırladığımız malzemeleri çivileme (pinning) kuvvetleri hesaplanan akım yoğunluğu, manyetik alan ve Denklem (3,1)' de verilen eşitlik kullanılarak hesaplanmıştır.

$$F_p = \frac{1}{c} J_c \times B \quad (3,1)$$

Denklemdaki  $F_p$  çivileme (pinning) kuvvetini,  $J_c$  kritik akım yoğunluğunu,  $c$  ışık hızını,  $B$  ise manyetik alanı ifade etmektedir.

Süperiletkenlerdeki termal kararsızlıklar vorteks yığınlarının komşu çivileme (pinning) merkezleri arasında atlaması TAFF (termally activated flux flow) davranışı ile sonuçlanır. Bu davranış TAFF teorisi ile açıklanmıştır. TAFF teorisine göre direnç Denklem (3,2)' te ifade edilen Arrhenius denklemi ile ifade edilir.

$$\rho = \rho_0 e^{\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right)} \quad (3,2)$$

Denklemdaki  $\rho$  herhangi bir  $T$  sıcaklığındaki özdirenç değerini,  $\rho_0$  oda sıcaklığındaki özdirenç değerini,  $k_B$  Boltzman sabitini,  $E_a$  aktivasyon enerjisini ve  $T$  ise sıcaklığı göstermektedir. Denklem (3,2) kullanılarak hazırladığımız örneklerdeki akı tüplerinin aktivasyon enerjileri hesaplanmıştır.

Uygulanan manyetik alanın tersinmez davranış göstermeye başladığı sıcaklıktaki manyetik alan değeri gösteren  $H_{irr}$  manyetik alan değerlerini hesaplamak için önce  $\rho$  - $T$  garfiği çizilerek bu grafikteki  $\rho(T_c)$  değeri bulunup aşağıdaki denklemde yerine yazılarak  $\rho(T)$  değerleri hesaplanılır.

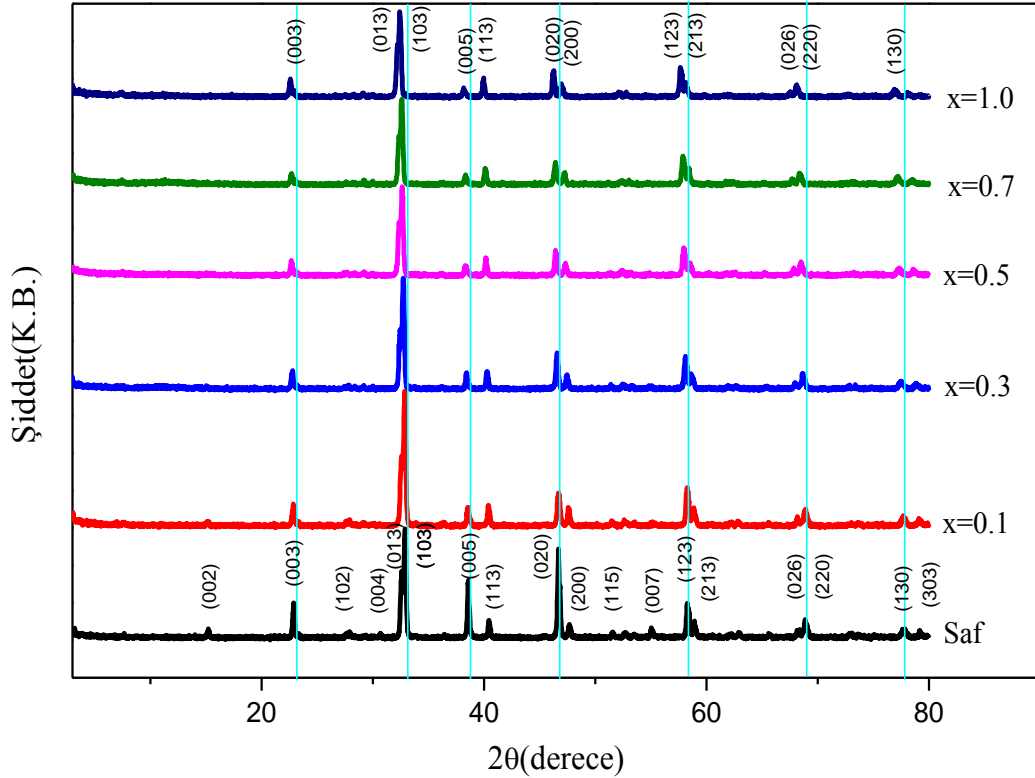
$$\rho(T) = 0.1\rho(T_c) \quad (3,3)$$

Denklemdaki  $\rho(T_c)$  kritik geçiş sıcaklığındaki özdirenç değeri,  $\rho(T)$   $T$  sıcaklığındaki özdirenç değeri göstermek üzere eşitlik ile bulunan direnç değerlerine karşılık gelen sıcaklık değerleri  $H_{irr}$  manyetik alanının görüldüğü sıcaklık değeri olarak bilinir.

## 4. DENEYSEL ÖLÇÜM SONUÇLARI

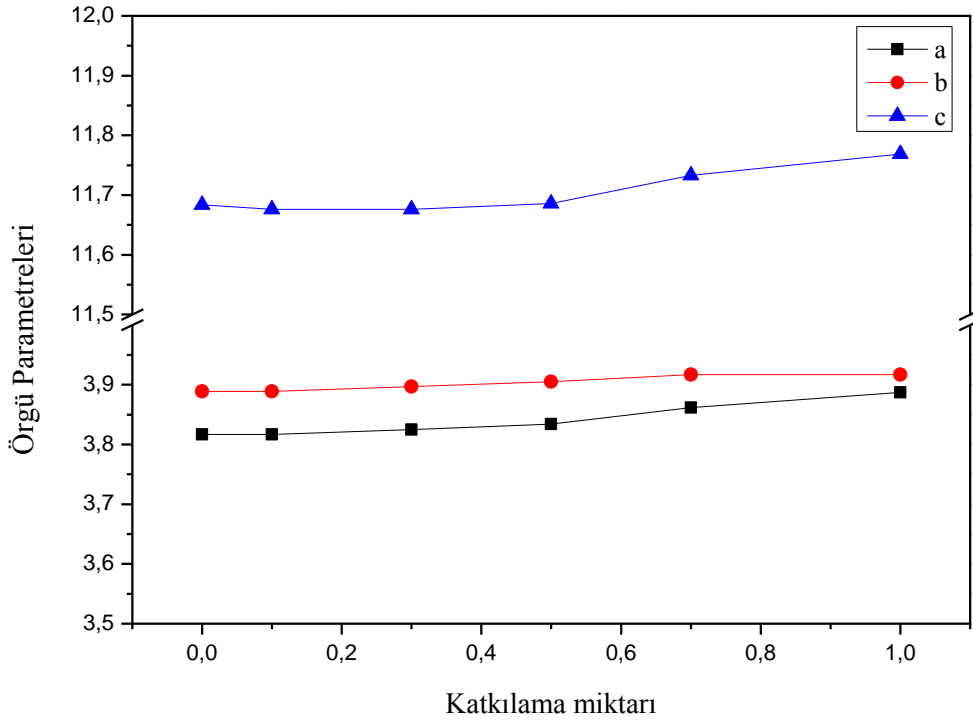
### 4.1 X-Işınları Kırınımı (XRD) Sonuçları

$x = 0.0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1$  Nd katkıli örneklerin x-ışını kırınım grafikleri Şekil 4.1' de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. Saf,  $x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1$  Nd katkıli örneklerinin XRD grafiği

XRD kırınım deseni incelendiğinde katkılama oranı arttıkça pik şiddetlerinin sistematik olarak azaldığını görülmüştür. Ayrıca saf örnekte gözlenen (002), (102), (004), (115) ve (007) düzlemlerine ait piklerde katkıli numunelerde gözlenmemiştir. Düşey yönde çizilen açık mavi düz çizgiler aralığıyla Nd katkı miktarı arttıkça tüm piklerin sola doğru kaydığı görülmektedir.



**Şekil 4.2.** *a, b, c örgü parametrelerinin Nd katkılama miktarına bağlı değişimi*

Nd' un iyonik yarıçapı  $1.29 \text{ \AA}$  ve Y' un iyonik yarıçapı  $1.02 \text{ \AA}$  ' dur. Nd iyonunun yarıçapı Y iyonunun yarıçapından büyük olduğu için YBCO bileşiminde Y yerine Nd geçtiğinde a, b, c örgü parametrelerinde belirli bir değişim olması beklenmektedir. Bu durum göz önüne alındığında a ve b eksenlerinde küçük bir genişleme (büyüme) olurken c ekseninde ise daha büyük bir değişim gözlenmektedir. Bu durum da beklentilerimizi karşılamaktadır. Örgü parametrelerinin Nd katkı miktarına bağlı değişimi Şekil 4.2' de verilmektedir. Şekil 4.2' ye göre Nd katkısıyla a, b, c parametrelerindeki artış birim örgü hacmini de arttırmıştır. Tablo 4.1' de gösterildiği gibi YBCO bileşiminin örgü parametreleri ve birim hücre hacmi artmasına rağmen tüm örneklerin ortorombik kristal simetrisine sahip olduğu görülmüştür.

**Tablo 4.1.** Saf,  $x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1$  Nd katkılı örneklerin örgü parametreleri, birim hücre hacmi, kristal yapısı

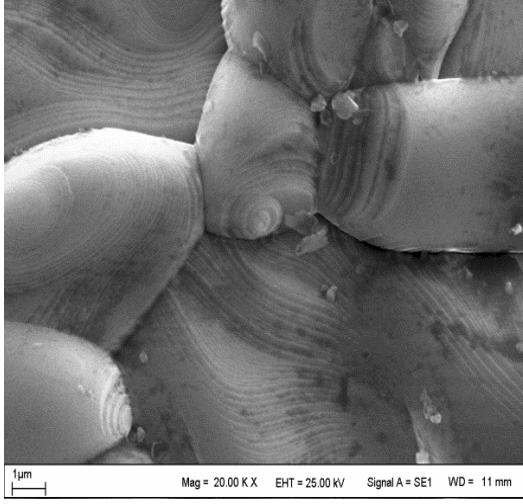
	a örgü parametresi (Å)	b örgü parametresi (Å)	c örgü parametresi (Å)	birim hücre hacmi	kristal yapısı
<b>Saf</b>	3.817	3.889	11.684	173.044	ortorombik
<b>x=0.1</b>	3.817	3.889	11.676	173.322	ortorombik
<b>x=0.3</b>	3.825	3.897	11.676	174.042	ortorombik
<b>x=0.5</b>	3.834	3.905	11.686	174.601	ortorombik
<b>x=0.7</b>	3.862	3.917	11.733	177.490	ortorombik
<b>x=1</b>	3.887	3.917	11.769	179.187	ortorombik

Elde edilen bu sonuçlar büyük çaplı iyonun (Nd) küçük çaplı iyon (Y) ile yer değiştirmesi sonucunda olması gereken ve beklenen sonuçlar olarak kabul edilmektedir.

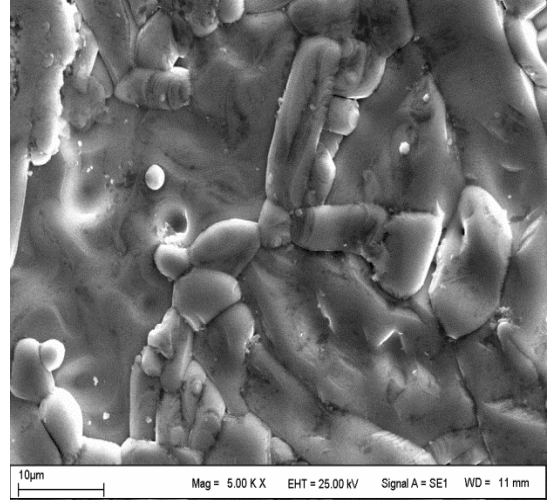
#### 4.2. SEM ve EDX Analizleri

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin kristal yapısı ve atomik düzenlenimi çevresinden farklı olan tanecik (grain) adı verilen bölgelerin biraraya gelmesiyle oluşan polikristal bir yapıya sahiptir. SEM ile elde edilen bu fotoğraflardan bu taneciklerin büyüklükleri, tanecik sınırları, taneciklerin yönelimleri, tanecikler arası boşluklar ve ısıtılmanın bu tanecikler üzerine etkisi gibi bilgiler elde edilmiştir.

Üretilen katkısız YBCO örneği ile Y yerine Nd katkılanmış ve 940 °C’ de ısıtılma işlemi görmüş örneklerin 20.000 ve 5000 büyütmedeki SEM görüntüleri Şekil 4.3-Şekil 4.8’ de örnek olarak verilmiştir. Farklı ısıtılma işlemi olarak yapılan 930 °C ve 950 °C’ deki görüntülerde benzer özelliklerdedir.

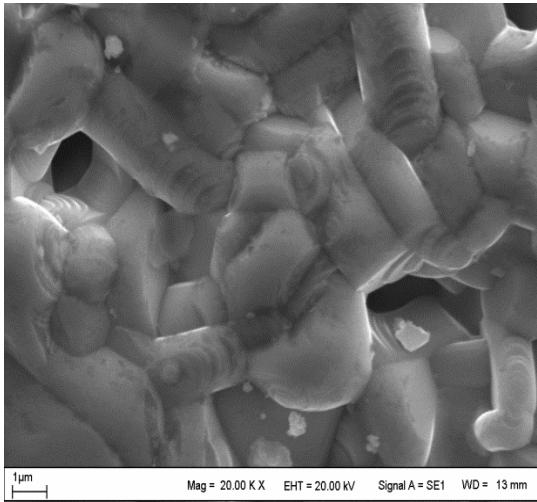


(a)

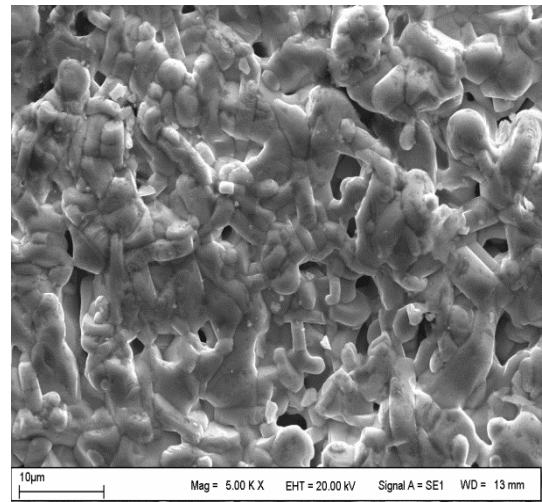


(b)

**Şekil 4.3.** 940 °C sıcaklıkta ısıl işleme tabii tutulmuş Nd katkılanmamış Y-123 bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme

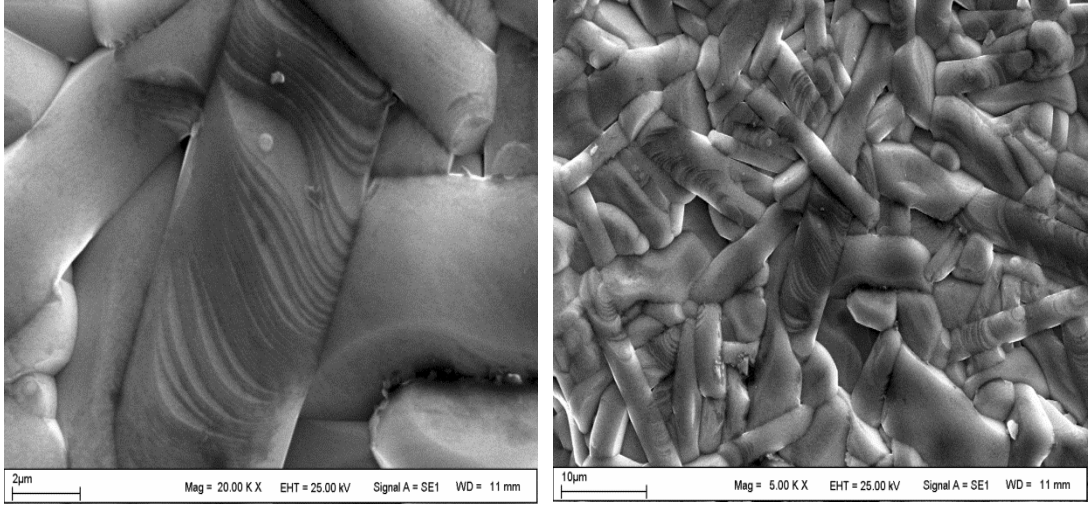


(a)



(b)

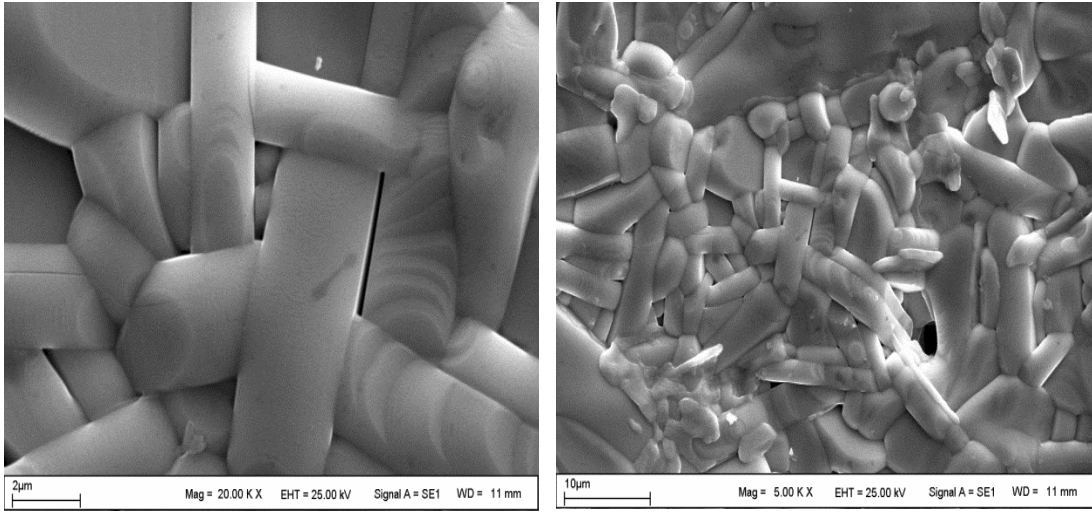
**Şekil 4.4.** 940 °C sıcaklıkta ısıl işleme tabii tutulmuş Y yerine  $x=0.1$  Nd katkılanmış  $Y_{0.9}Nd_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme



(a)

(b)

**Şekil 4.5.**  $940\text{ }^{\circ}\text{C}$  sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine  $x=0.3$  Nd katkılanmış  $Y_{0.7}Nd_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme

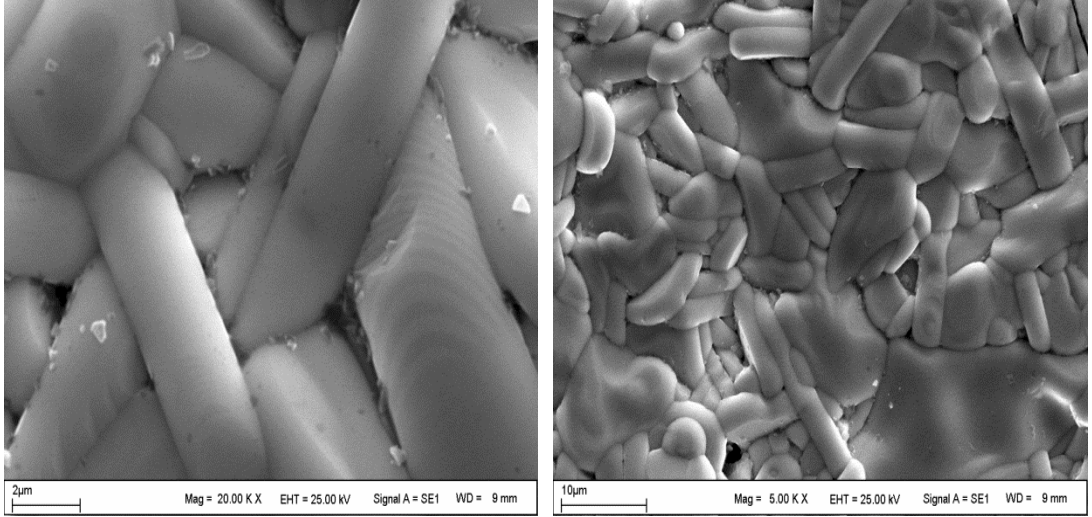


(a)

(b)

**Şekil 4.6.**  $940\text{ }^{\circ}\text{C}$  sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine  $x=0.5$  Nd katkılanmış  $Y_{0.5}Nd_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme

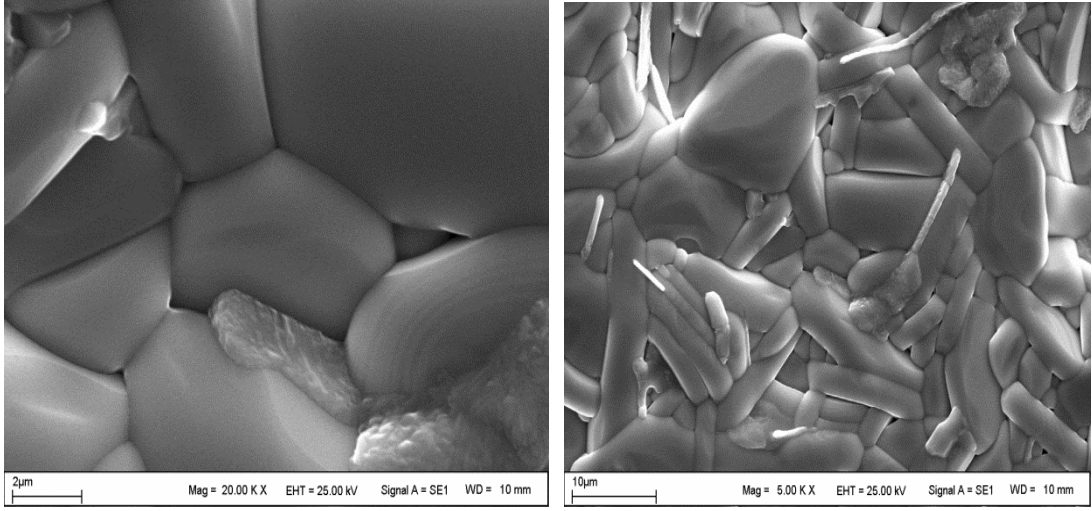




(a)

(b)

**Şekil 4.7.**  $940^\circ C$  sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine  $x=0.7$  Nd katkılanmış  $Y_{0.3}Nd_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme



(a)

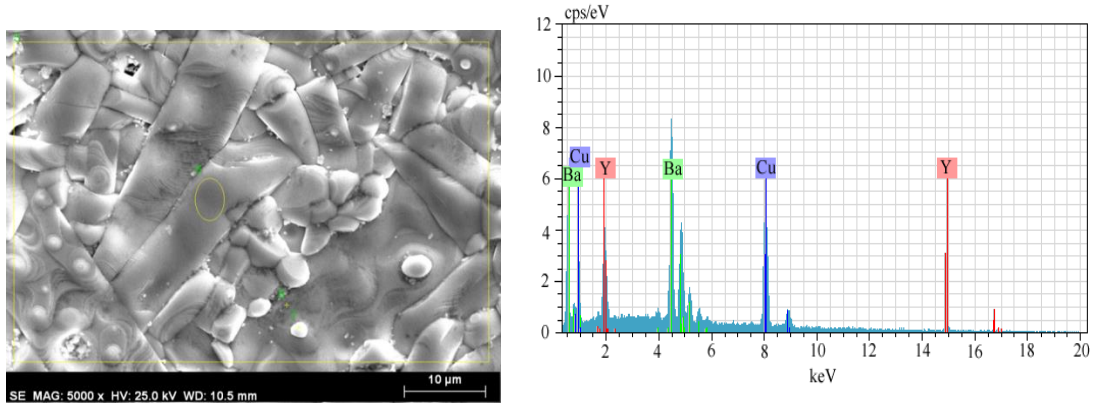
(b)

**Şekil 4.8.**  $940^\circ C$  sıcaklıkta ısıtılma tabii tutulmuş Y yerine  $x=1$  Nd katkılanmış  $Nd_1Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin SEM görüntüleri a) 20.000, b) 5000 büyütme

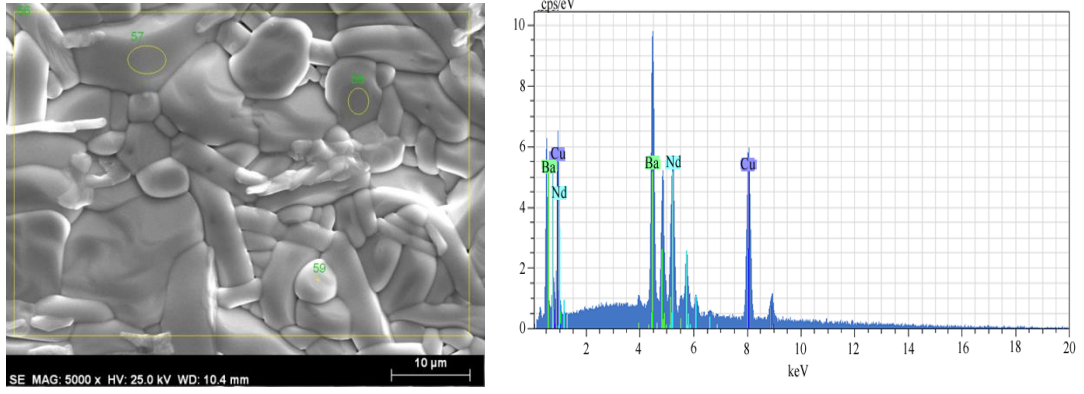
Hem Nd katkılanmamış Y-123 hem de farklı oranlarda Nd katkılanmış örneklerin SEM görüntülerine göre tüm malzemelerin yüzey morfolojileri rastgele yönelmiş tanecikli bir yapı göstermektedir. Bu tür bir yapılanma Y-123 malzemesinin genel bir karakteri olup Nd katkısının bu morfoloji üzerine önemli bir

etkisi olmamıştır. Ancak katkı oranları arttıkça spiral şekilde veya katmanlı büyümenin tam olarak olgunlaşmış (yeterli ısı işlem görmüş) bir kristal formasyonunu ortaya çıkardığı görülmüştür. Sonuç olarak seçilen ısı işlem sıcaklığı ve süresinin olumlu etkileri kristal formasyonunda açıkça ortaya çıkmıştır. Taneciklerin spiral veya katmanlı bir şekilde büyümesi aslında YBCO için karakteristik bir özelliktir. Spiral büyümenin nedeni ise her bir moleküldeki katı faz ile sıvı faz arasındaki kimyasal potansiyelin değişiminin büyük olması olarak düşünülmektedir. Eğer sıvı faz ile katı fazları arasında kimyasal potansiyel değişimi küçükse tanecik yüzeyi düz olur. Bu nedenle Nd miktarının artmasıyla taneciklerin spiral bir şekilde büyümesindeki azalmanın sebebi aslında Nd miktarının artmasıyla katı faz ile sıvı faz arasındaki kimyasal potansiyel değişiminin küçülmüş olması şeklinde düşünülmektedir. Katkılama ile tanecikler arası boşluk önce artmış ( $x=0.1$ ) ancak katkılama oranı arttıkça tanecikler arası boşluk azalmış, yer yer erimeler meydana gelmiş ve Nd miktarı arttıkça bu eriyik bölgeler de artmıştır.

Saf ve  $x=1.0$  Nd katkılı numunelerin EDX analizleri Şekil 4.9 a) ve b)' de örnek olarak verilmiştir. Ayrıca elementlerin katkı oranlarına göre % dağılımları da Tablo 4.2' de verilmiştir. Tüm örneklerin EDX analizleri incelendiğinde Y, Ba, Nd ve Cu atomlarından başka herhangi bir elementin pikine rastlanılmamıştır. Bu da örneklerin saf bir yapıya sahip olduğunu göstermektedir. Tüm numuneler için EDX grafiklerinde bulunan elementlerin atomik oranlarına bakıldığında hazırlamak istediğimiz malzemenin atomik oranları ile büyük bir yaklaşıklık ile uyushmaktadır ve dolayısıyla istediğimiz kompozisyonu elde edebildiğimiz görülmüştür.



(a)



(b)

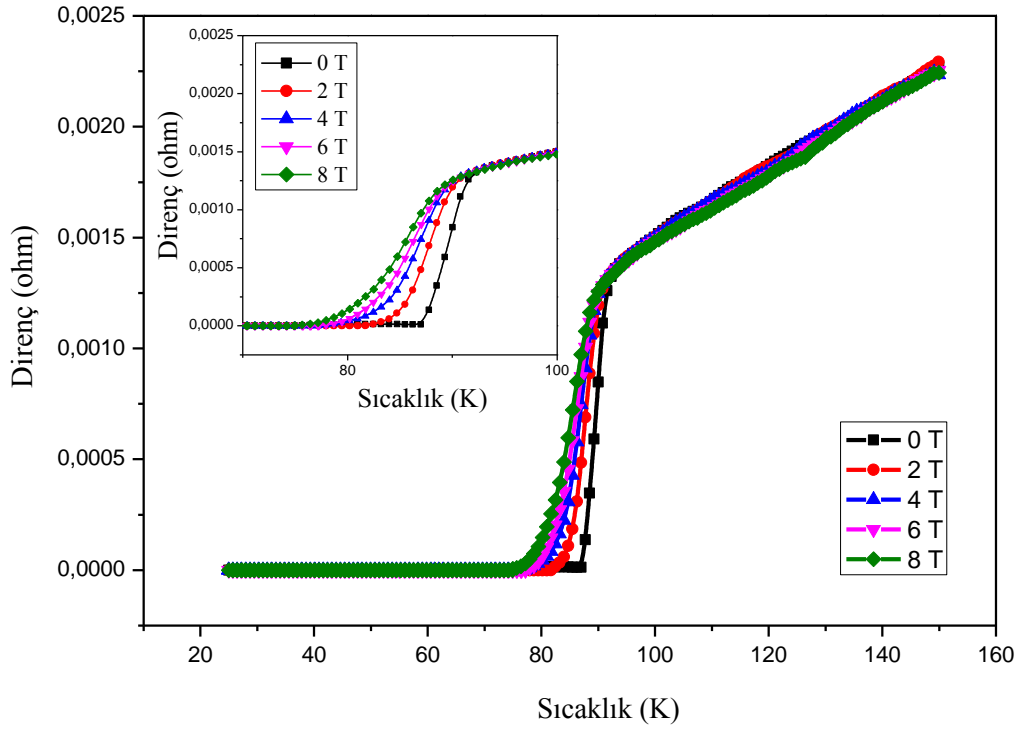
Şekil 4.9. a) Saf numunenin EDX analizi ve b)  $x=1.0$  Nd katkılı örnek için EDX analizi

Tablo 4.2. EDX analizi sonuçlarına göre katkı oranlarına göre elementlerin % atomik oranda dağılımları

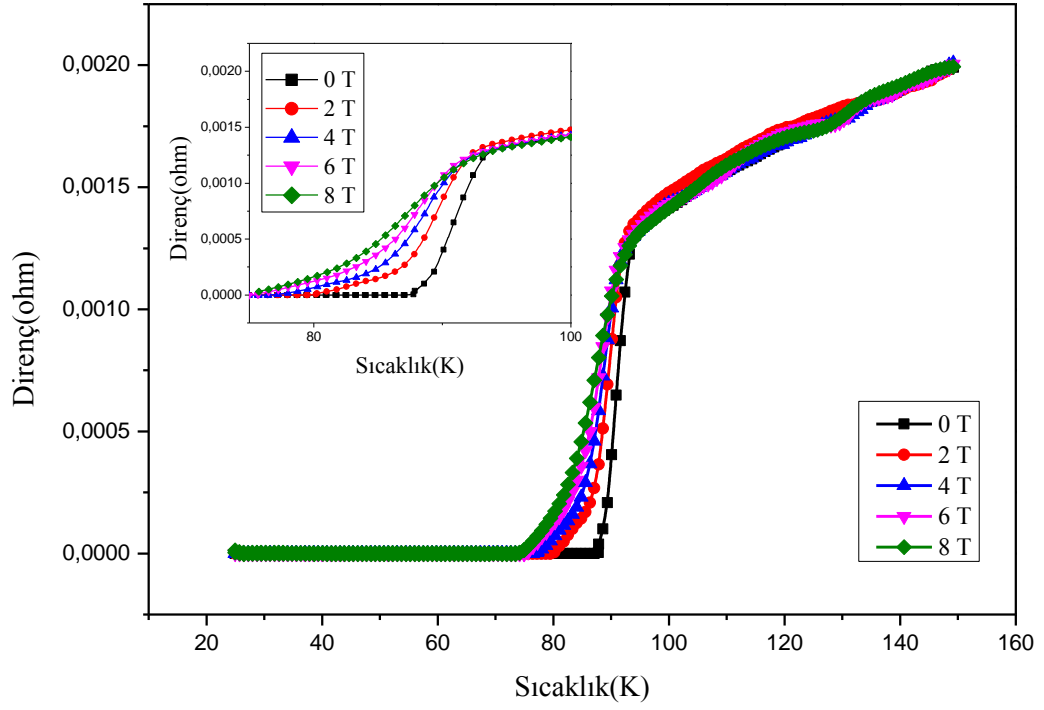
Katkı oranı	Y	Atomik Ağırlık (%)		
		Nd	Ba	Cu
0.0	17.63	0.0	32.27	50.10
0.1	14.47	3.11	32.14	50.28
0.3	12.01	5.17	32.33	50.49
0.5	9.71	7.95	32.01	50.33
0.7	7.29	10.11	32.19	50.41
1.0	0.0	17.01	32.31	50.69

### 4. 3. Elektriksel Direnç Ölçüm Sonuçları (MR-T)

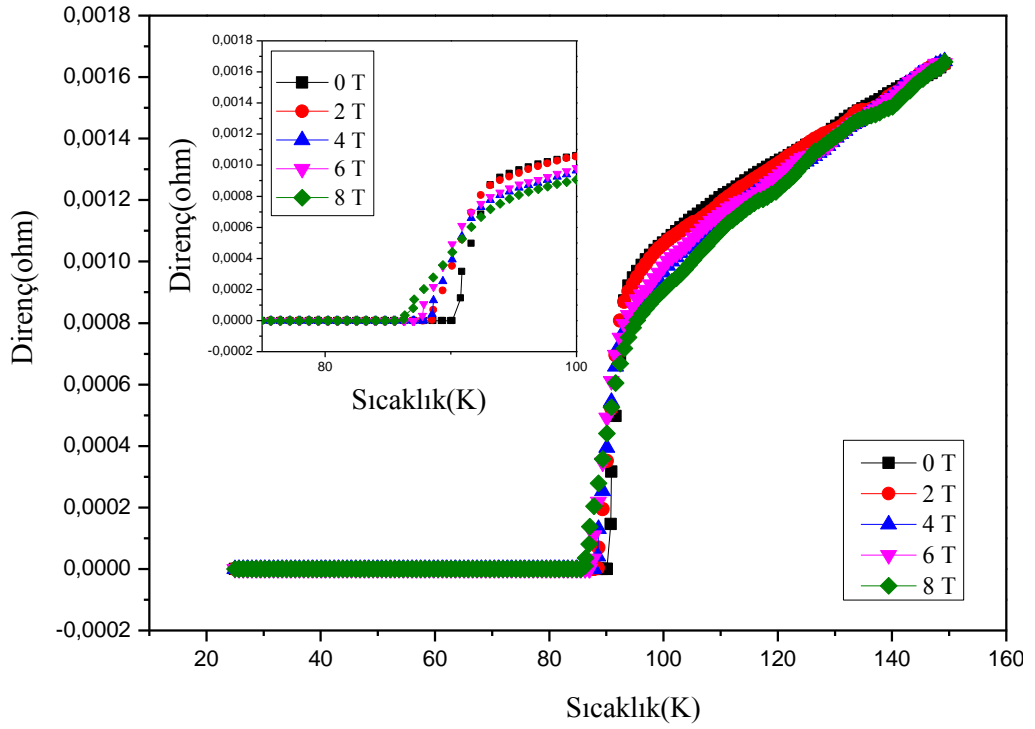
Tez kapsamında,  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_y$  formülü ile yapılan çalışmada  $x=0.0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$  Nd katkıları hazırlanmış bileşiklerin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T ve 8 T manyetik alan altında ölçülmüş direnç-sıcaklık (MR-T) eğrileri  $940^\circ C$ ' de ısıl işlem gören numuneler için örnek olarak Şekil 4.10-Şekil 4.15' te gösterilmiştir. Diğer ısıl işlem sonuçları da benzer özellikler göstermiştir.



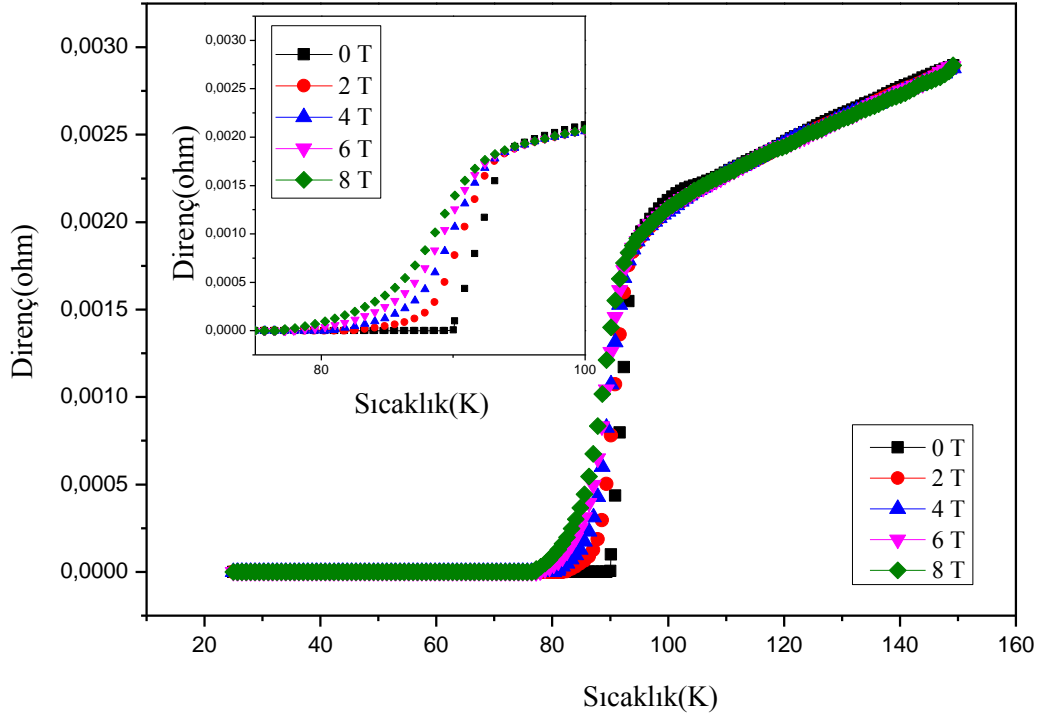
Şekil 4.10.  $940^\circ C$  sıcaklıkta hazırlanmış saf  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin MR-T eğrisi



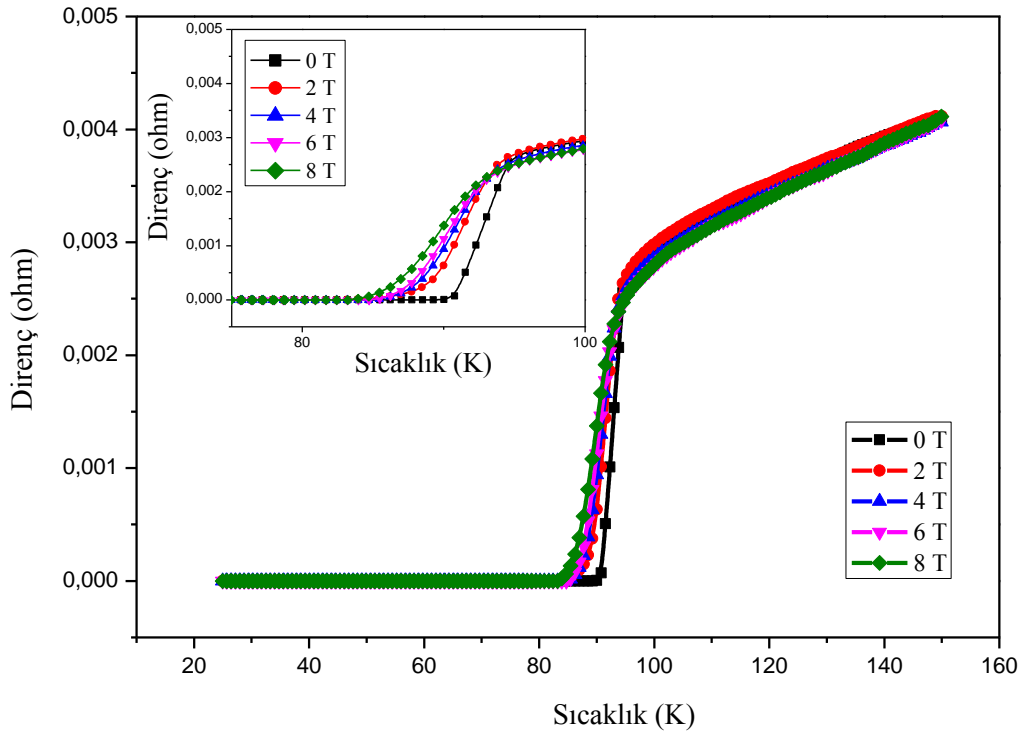
**Şekil 4.11.**  $940\text{ }^{\circ}\text{C}$  sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.1$  Nd katkılı  $Y_{0.9}Nd_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin MR-T eğrisi



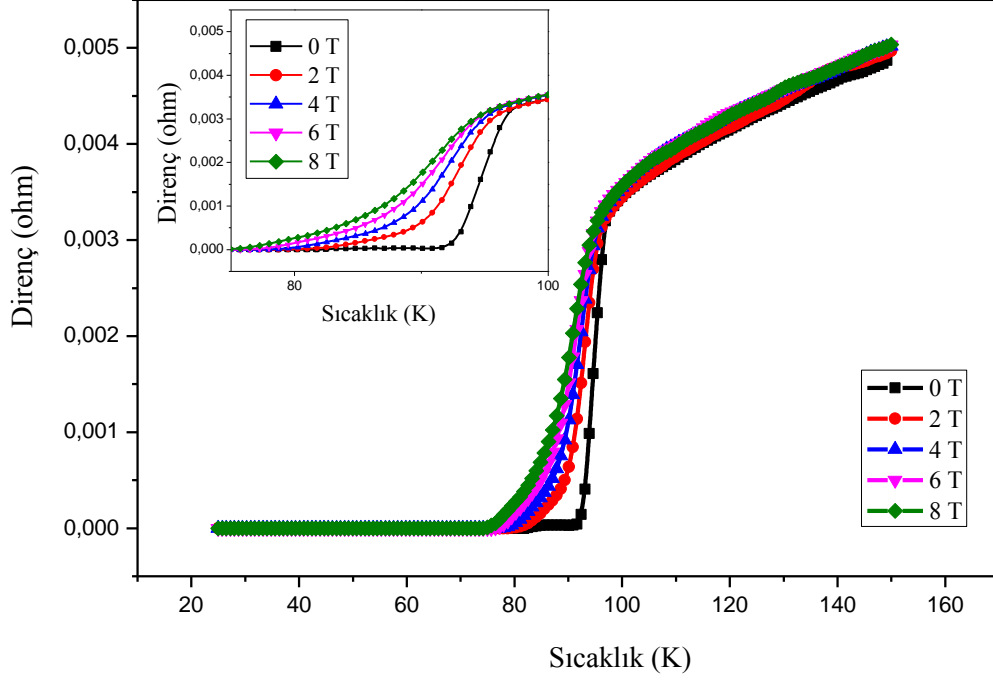
**Şekil 4.12.**  $940\text{ }^{\circ}\text{C}$  sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.3$  Nd katkılı  $Y_{0.7}Nd_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin MR-T eğrisi



**Şekil 4.13.**  $940\text{ }^{\circ}\text{C}$  sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.5$  Nd katkılı  $Y_{0.5}Nd_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin MR-T eğrisi



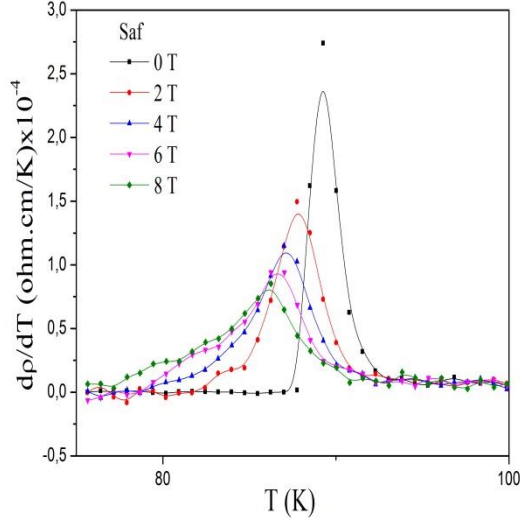
**Şekil 4.14.**  $940\text{ }^{\circ}\text{C}$  sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.7$  Nd katkılı  $Y_{0.3}Nd_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin MR-T eğrisi



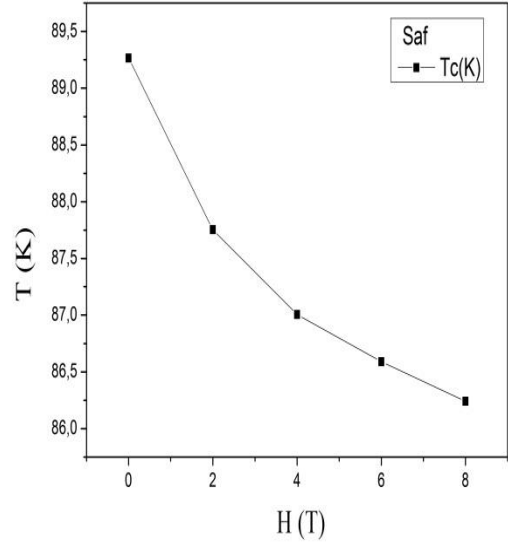
**Şekil 4.15.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=1$  Nd katkılı  $Nd_1Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin MR-T eğrisi

MR-T grafiklerini incelediğimizde tüm malzemelerde sıcaklık azaltıldığında elektriksel direncin sıcaklığa bağlı olarak kritik geçiş sıcaklığına ulaşıncaya kadar lineer olarak azalmış ve metalik davranış göstermiştir. Sıcaklık kritik geçiş sıcaklığına ulaştığında ise direnç sıfıra düşmüş örnekler de süperiletken hale geçmiştir. Dolayısıyla hazırladığımız örnekler süperiletken malzemelere özgü klasik faz geçişi tam olarak sağlamıştır. Süperiletken örneklerde kritik geçiş sıcaklığını belirlemenin iki yolu vardır. Bunlardan birincisi direnç-sıcaklık değişim eğrisinde direncin ani değişim gösterdiği bölgede grafiğe lineer çizgiler çizilir ve bu çizgilerin kesiştiği noktadaki sıcaklık değeri kritik geçiş sıcaklığını gösterir. İkinci yol ise öz direncin sıcaklığa göre türevi ( $\frac{d\rho}{dT}$ ) alınarak bulunan değerler sıcaklığa karşı grafiğe aktarıldığında grafiğin pik değeri kritik geçiş sıcaklığını verir.

940 °C' de hazırladığımız numunelerin  $\frac{d\rho}{dT}$  -T grafiği ve kritik geçiş sıcaklığının manyetik alana bağlı değişimi gösteren T-H grafikleri Şekil 4.16-Şekil 4.21' de verilmiştir. Diğer sıcaklıklarda hazırlanan örneklerimizde benzer davranışlar sergilemiştir.

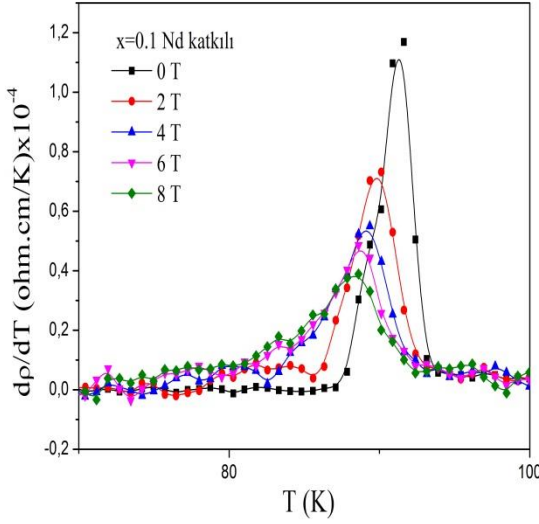


(a)

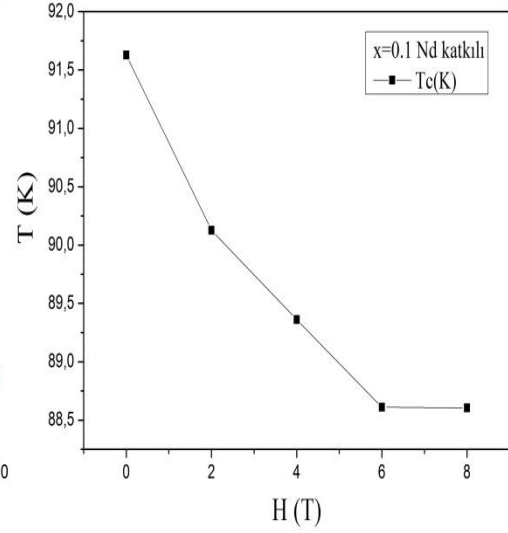


(b)

Şekil 4.16. a) Saf örneğin  $\frac{d\rho}{dT}$ -T grafiği, b) Saf örneğin T-H grafiği



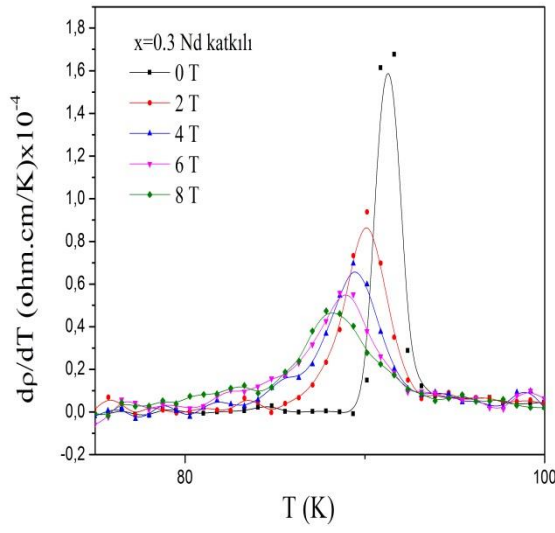
(a)



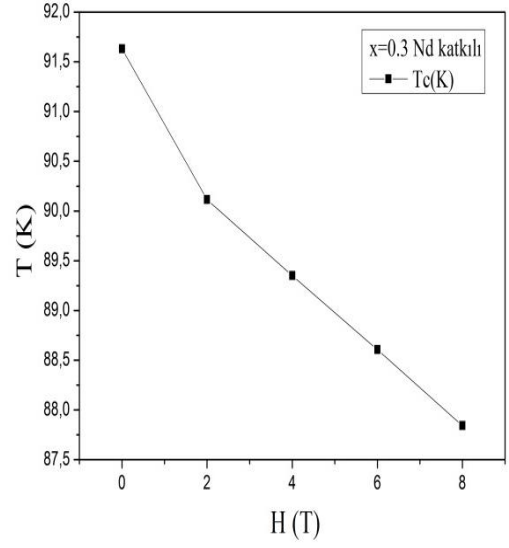
(b)

Şekil 4.17. a)  $x=0.1$  Nd katkılı örneğin  $\frac{d\rho}{dT}$ -T grafiği, b)  $x=0.1$  Nd katkılı örneğin T-H grafiği



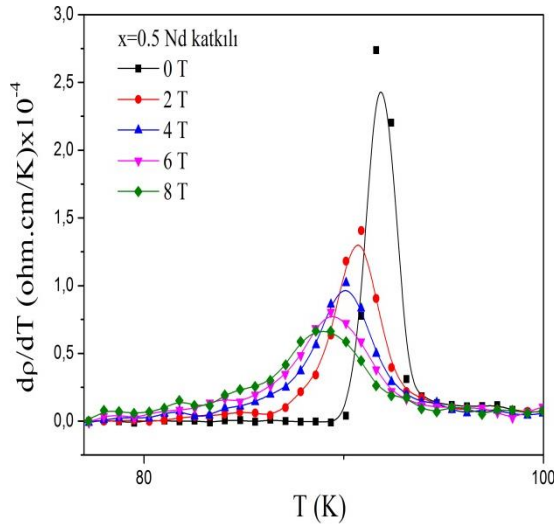


(a)

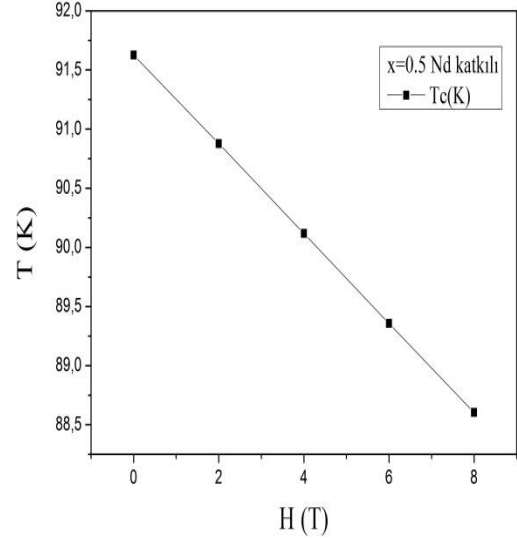


(b)

**Şekil 4.18.** a)  $x=0.3$  Nd katkılı örneğin  $\frac{d\rho}{dT}$ - $T$  grafiği, b)  $x=0.3$  Nd katkılı örneğin  $T$ - $H$  grafiği

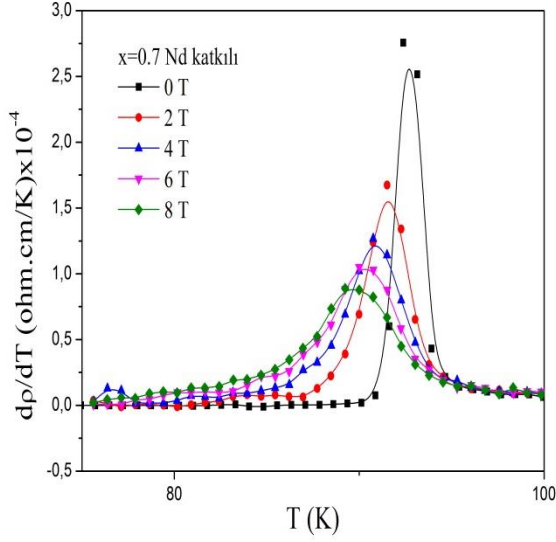


(a)

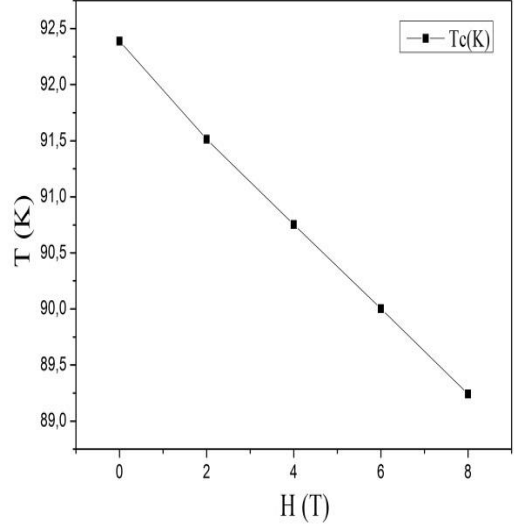


(b)

**Şekil 4.19.** a)  $x=0.5$  Nd katkılı örneğin  $\frac{d\rho}{dT}$ - $T$  grafiği, b)  $x=0.5$  Nd katkılı örneğin  $T$ - $H$  grafiği

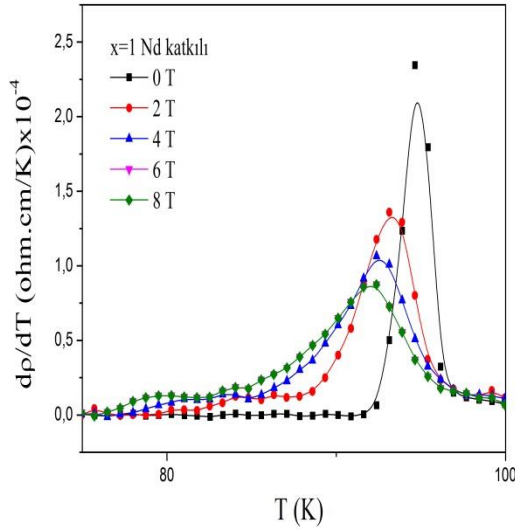


(a)

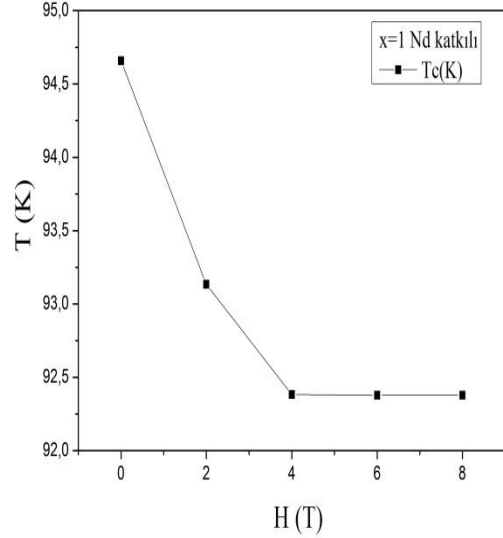


(b)

**Şekil 4.20.** a)  $x=0.7$  Nd katkılı örneğin  $\frac{d\rho}{dT}-T$  grafiği, b)  $x=0.7$  Nd katkılı örneğin  $T-H$  grafiği



(a)



(b)

**Şekil 4.21.** a)  $x=1$  Nd katkılı örneğin  $\frac{d\rho}{dT}-T$  grafiği, b)  $x=1$  Nd katkılı örneğin  $T-H$  grafiği

MR-T,  $\frac{d\rho}{dT}-T$ , T-H grafiklerinde  $T_c$  (K) ve  $T_0$  (K) değerlerinin manyetik alan uygulandığında önemli ölçüde değiştiği görülmektedir. Üretilen tüm örneklerde manyetik alanın uygulanması ile kritik geçiş sıcaklığı ve sıfır direnç sıcaklığı azalmaktadır. Bu durumun birkaç sebebi vardır. Bunlardan biri örneklerdeki

süperiletken tanecikler arasındaki zayıf bağlar ya da tanecik sınırlarında bulunabilen manyetik alana karşı farklı davranışlar sergileyen ve tanecikler arasındaki bağlantıyı (intergranular) zayıflatan safsızlıklardır. Çünkü süperiletken bir malzemeye manyetik alan uygulandığında manyetik alan önce tanecikler arasındaki zayıf bağların olduğu sınırlardan girmeye başlar ve süperiletkenliği olumsuz etkileyerek hem  $T_c$  (K) hem de  $T_0$  (K) değerinin düşmesine neden olmaktadır. Bir diğer etkende, tüm metalik malzemeler için geçerli olan manyetik alanın (dolayısıyla manyetik kuvvetin) uygulanması ile kuantumsal düzeydeki etkiler ile taneciklerin manyetik alana karşı dirençlerinin (elektriksel iletim) azalmasından kaynaklanabilmektedir

Süperiletkenler için önemli olan parametrelerden birisi de  $\Delta T$  (K) =  $T_c$  (K) -  $T_0$  (K) değeridir. Çünkü bu değer küçük olması malzemenin saf olduğunu, kristal yapısının düzgün olduğunu ve kaliteli bir süperiletken olduğunu gösterir. 940 °C' de hazırladığımız numunelere ait  $T_c$  (K),  $T_0$  (K) ve  $\Delta T$  (K) değerleri Tablo 4.3-Tablo 4.8' de verilmiştir.

**Tablo 4.3.** Saf numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki  $T_c$  (K),  $T_0$  (K),  $\Delta T$  (K) değerleri

Manyetik Alan (T)	$T_c$ (K)	$T_0$ (K)	$\Delta T$ (K)
0	89.3	88.5	0.8
2	87.8	83.0	4.8
4	87.0	80.2	6.8
6	86.6	78.9	7.7
8	86.2	78.0	8.2

**Tablo 4.4.**  $x=0.1$  Nd katkılı numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki  $T_c$  (K),  $T_0$  (K),  $\Delta T$  (K) değerleri

Manyetik Alan (T)	$T_c$ (K)	$T_0$ (K)	$\Delta T$ (K)
0	91.6	88.0	3.6
2	90.1	79.4	10.7
4	89.4	76.9	12.5
6	88.6	75.5	13.1
8	88.6	74.2	14.4

**Tablo 4.5.**  $x=0.3$  Nd katkılı numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki  $T_c$  (K),  $T_0$  (K),  $\Delta T$  (K) değerleri

Manyetik Alan (T)	$T_c$ (K)	$T_0$ (K)	$\Delta T$ (K)
0	91.6	90.5	1.1
2	90.1	83.0	7.1
4	89.4	81.6	7.8
6	88.6	80.2	8.4
8	87.8	79.1	8.7

**Tablo 4.6.**  $x=0.5$  Nd katkılı numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki  $T_c$  (K),  $T_0$  (K),  $\Delta T$  (K) değerleri

Manyetik Alan (T)	$T_c$ (K)	$T_0$ (K)	$\Delta T$ (K)
0	91.6	91.0	0.6
2	90.9	84.7	6.2
4	90.1	82.2	7.9
6	89.4	79.7	9.7
8	88.6	77.7	10.9

**Tablo 4.7.**  $x=0.7$  Nd katkılı numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki  $T_c$  (K),  $T_0$  (K),  $\Delta T$  (K) değerleri

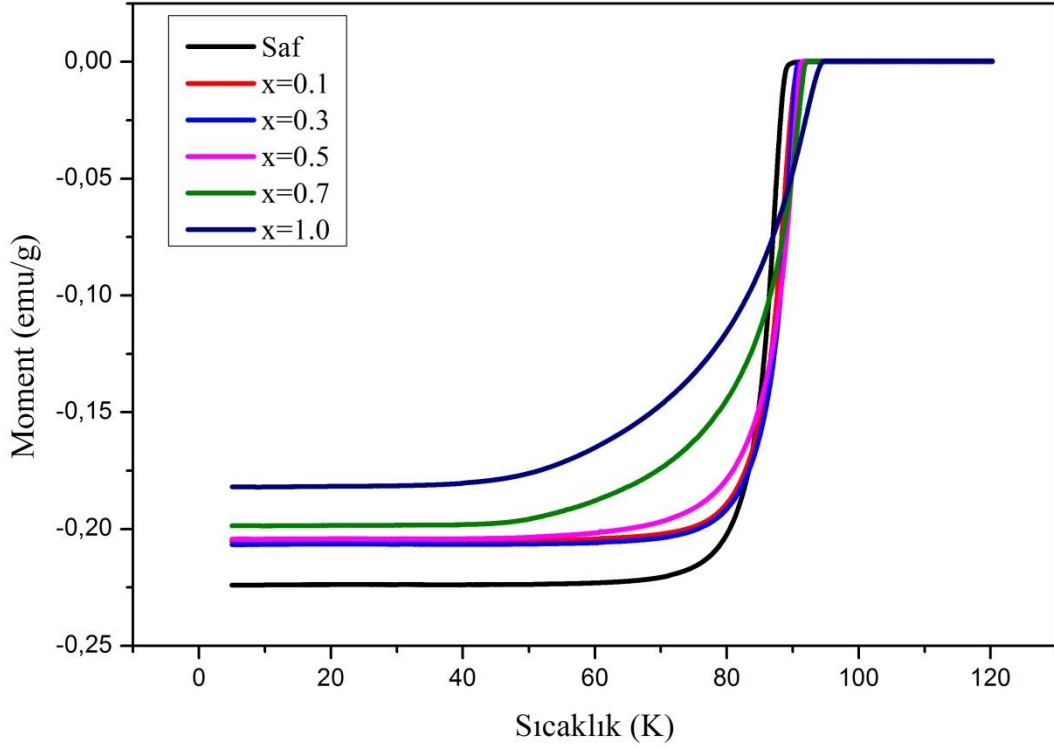
Manyetik Alan (T)	$T_c$ (K)	$T_0$ (K)	$\Delta T$ (K)
0	92.4	91.3	1.1
2	91.5	83.8	7.7
4	90.8	83.0	7.8
6	90.0	80.5	9.5
8	89.2	79.7	9.5

**Tablo 4.8.**  $x=1$  Nd katkılı numunenin 0 T, 2 T, 4 T, 6 T, 8 T manyetik alan altındaki  $T_c$  (K),  $T_0$  (K),  $\Delta T$  (K) değerleri

Manyetik Alan (T)	$T_c$ (K)	$T_0$ (K)	$\Delta T$ (K)
0	94.7	93.2	1.5
2	93.1	83.6	9.5
4	92.4	81.1	11.3
6	92.4	78.4	14
8	92.4	77.8	14.6

#### 4.4. M-T Ölçüm Sonuçları

Tümü oksijen ortamında 940 °C sıcaklıkta ısıl işlem uygulanarak hazırlanmış  $x= 0.0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$  oranlarda Nd katkılanmış örneklerin M-T ölçümleri VSM cihazı yardımıyla 50 Oe değerindeki sabit manyetik alan altında alınmıştır. Numunelerin moment-sıcaklık değişimi Şekil 4.22' de gösterilmiştir.



**Şekil 4.22.** Saf ve  $x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1$  oranında Nd katkılanmış örneklerin moment-sıcaklık değişim eğrisi

Süperiletken malzemeler sabit bir manyetik alan altında düşük sıcaklıklara doğru soğutulduğunda kritik geçiş sıcaklığı değerine kadar azalan sıcaklık değerlerinde numune sabit ve sıfır manyetizasyon gösterirken; kritik geçiş sıcaklığının aşağısına doğru azalan sıcaklık değerlerinde manyetik dipoller uygulanan alana ters yönde yönelir ve uygulanan alan dışlanarak numune diamanyetik özellik gösterir. Sıcaklık arttıkça manyetik dipol momentler rastgele yöneleceğinden dolayı manyetizasyon azalacaktır. Sıcaklık azaldıkça momentlerin rastgele yönelimi azalacağından dolayı alanla ters yönde yönelen dipol momentlerin sayısı artacak ve sıcaklık belli bir değere düştüğünde artık alanla ters yönde

yönelecek daha fazla dipol moment kalmadığı için manyetizasyon doyuma ulaşacak sıcaklık azalsa bile manyetizasyon sabit kalacaktır. Hazırladığımız numunelerin beklenildiği gibi süperiletken malzemelere özgü moment-sıcaklık değişimi gösterdiği Şekil 4.25 'te görülmektedir. Şekle göre Y yerine katılan Nd miktarı arttıkça manyetizasyon azalmıştır. Bunu sebebi Nd güçlü paramanyetik dipol momentlerinin olması nedeniyle kritik geçiş sıcaklığının altında sıcaklık azaldıkça uygulanan alan ile ters yönde manyetize olan dipol momentlerin sayısı azaldığı için manyetizasyonun azalmasıdır. Üretilen malzemelerin M-T grafiğindeki  $T_c$  değerleri ise Saf, x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1 oranında Nd katkılı örnekleri için sırasıyla 89 K, 90.9 K, 90.9 K, 91.4 K, 92.2 K, 94. 5 K olarak elde edilmiştir. M-T grafiplerinden elde edilen  $T_c$  değerleri R-T grafiklerinden elde edilen  $T_c$  değerlerine göre daha düşüktür. Çünkü M-T ölçümleri bütün örneğin süperiletken olup olmadığıyla ilişkili olup direnç ölçümleri süperiletken akım yollarının oluşmasıyla ilişkilidir.

#### 4.5. M-H Ölçüm Sonuçları

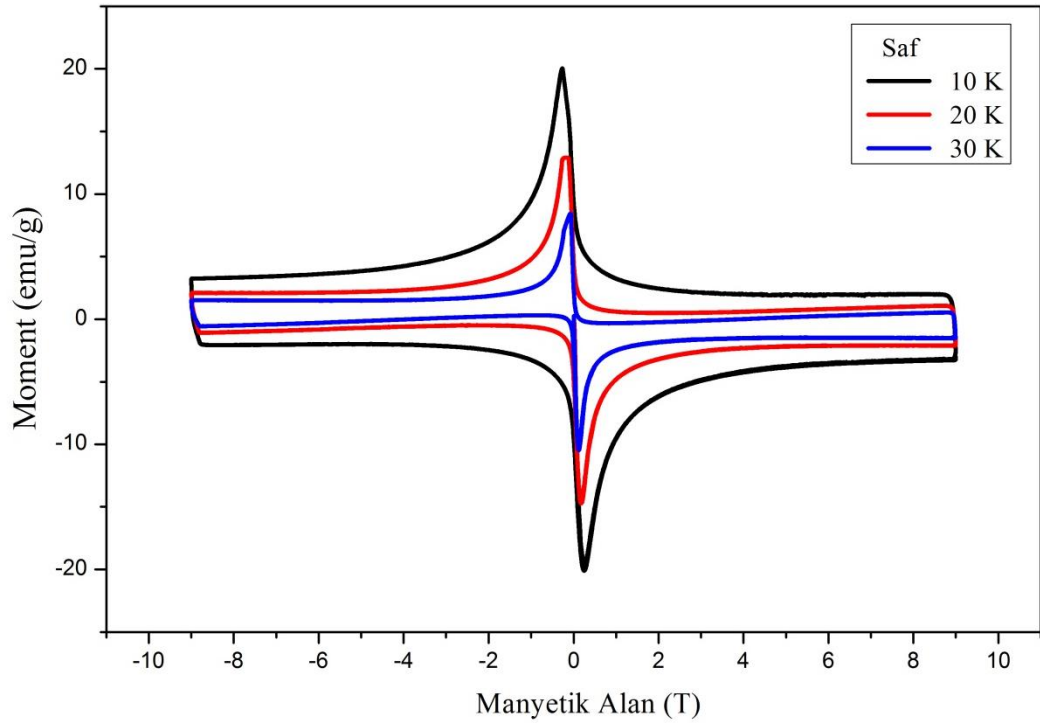
940 °C' de hazırlanan numunelerin M-H ölçümleri PPMS cihazının VSM (Vibrating Sample Measurement) aparatı yardımıyla alınmış ve bu grafikler kullanılarak Bean formülü ile numunelerin kritik akım yoğunlukları hesaplanmıştır.

Süperiletken malzemelere manyetik alan uygulandığında malzemede yüzey akımları oluşur ve manyetik alan dışlanır. II. Tip süperiletken bir malzemeye manyetik alan uygulandığında  $H_{c1}$  (alt kritik manyetik alan) değerine kadar manyetik alan dışlanır ve malzeme negatif manyetizasyon gösterir. Uygulanan alan alt kritik manyetik alan değerine kadar arttırıldığında negatif manyetizasyon, alan arttıkça artar. Uygulanan alan değeri alt kritik manyetik alan değerini geçtiğinde ise manyetik alan numune içerisine akı tüpleri şeklinde sızar ve manyetizasyon azalır. Alan değeri üst kritik alan ( $H_{c2}$ ) değerine ulaştığında manyetizasyon sıfır olur. Uygulanan alan azaltıldığında akı çizgisi tersinir özellik göstererek manyetizasyon pozitif yönde değişir.

Manyetik alan sıfıra düşürüldüğünde ise malzeme içinde bir miktar akı tuzaklanmış olduğundan dolayı manyetizasyon-manyetik alan eğrisi tersinmez bir davranış göstererek histerisiz oluşturur. Bu histerisiz davranışın nedeni malzemede bulunan homojen olmayan mikro yapı ve yapısal kusurların (örgü kusurları, dislokasyonlar, tane sınırları) oluşturduğu, numune süperiletken durumda iken

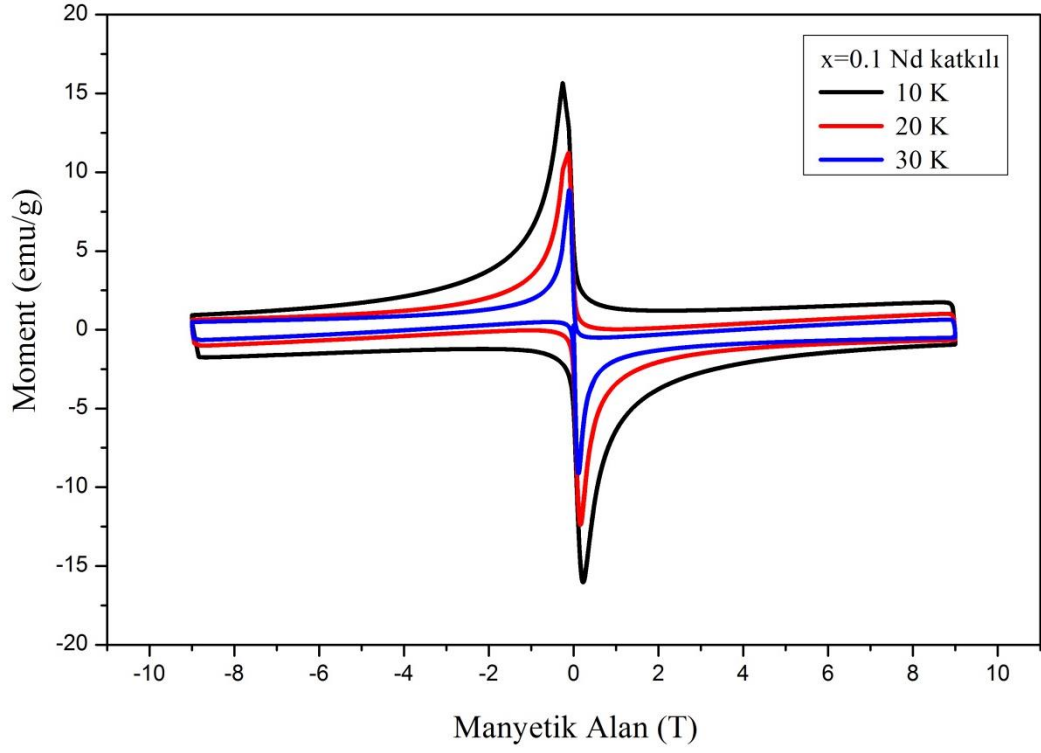
normal bölgeler gibi davranan akı çivileme merkezlerinin varlığıdır. Bu bölgeler çivileme (pinning) merkezleri olarak adlandırılır ve akı tüplerinin bu merkezlerde tutulmasını sağlayarak akı tüplerinin hareket etmesine engel olur. Akı tüplerinin hareket etmemesi malzeme içinde manyetik akının sabit olması ve bundan dolayı herhangi bir direnç oluşmaması anlamına gelir ki bu durumda da kritik akım yoğunluğu yüksek olmaktadır.

Saf ve  $x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1$  oranlarında Nd katkılı örneklerin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklık değerlerinde alınan moment-manyetik alan eğrileri Şekil 4.23-Şekil 4.28' de gösterilmiştir.

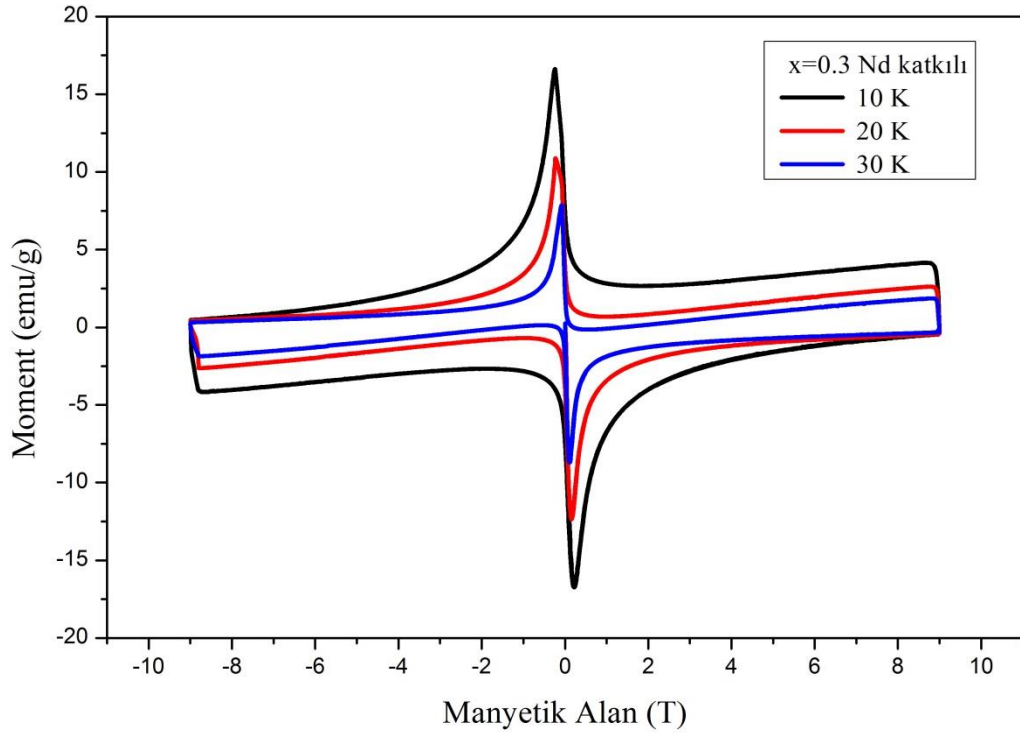


**Şekil 4.23.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış saf  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi

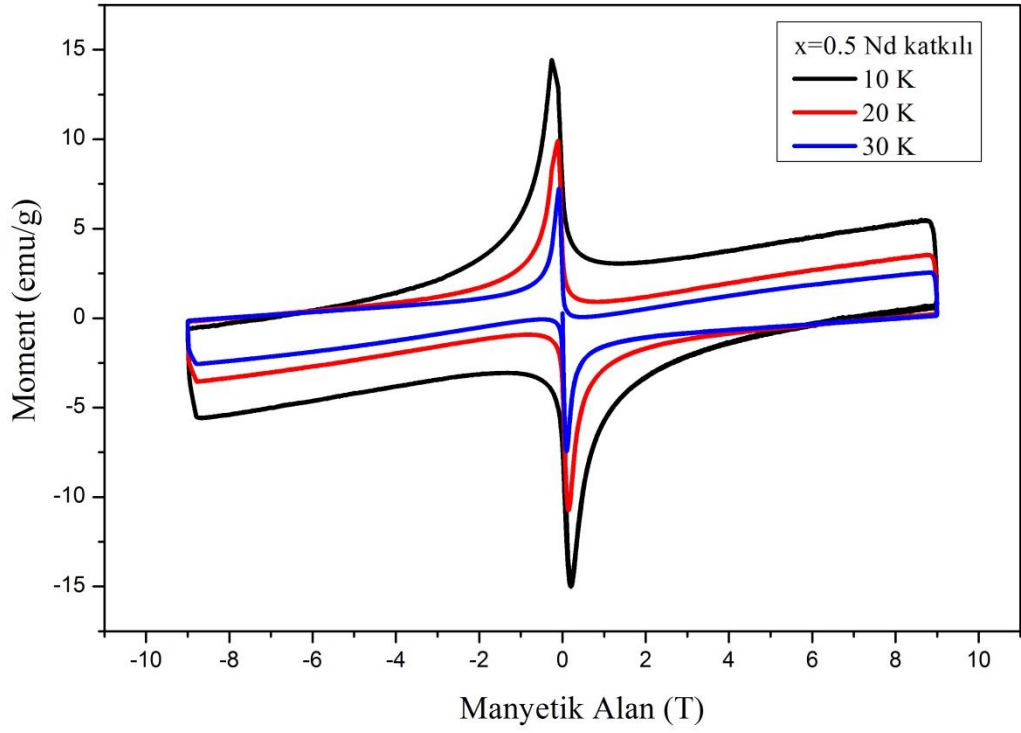




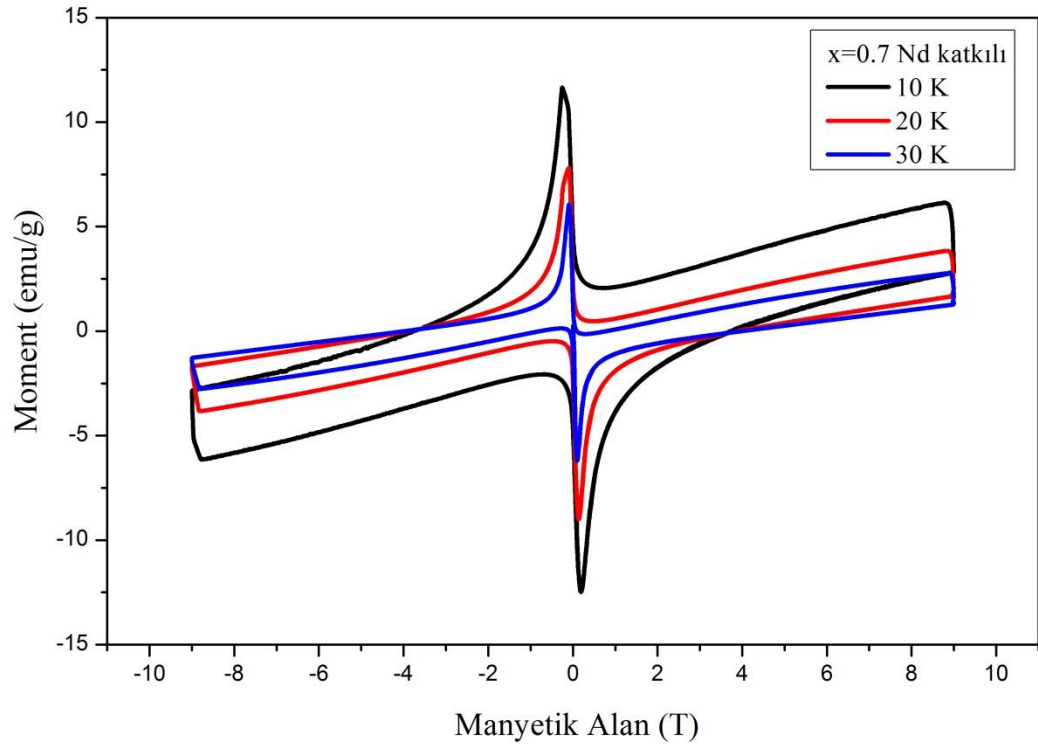
**Şekil 4.24.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.1$  Nd katkılı  $Y_{0.9}Nd_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi



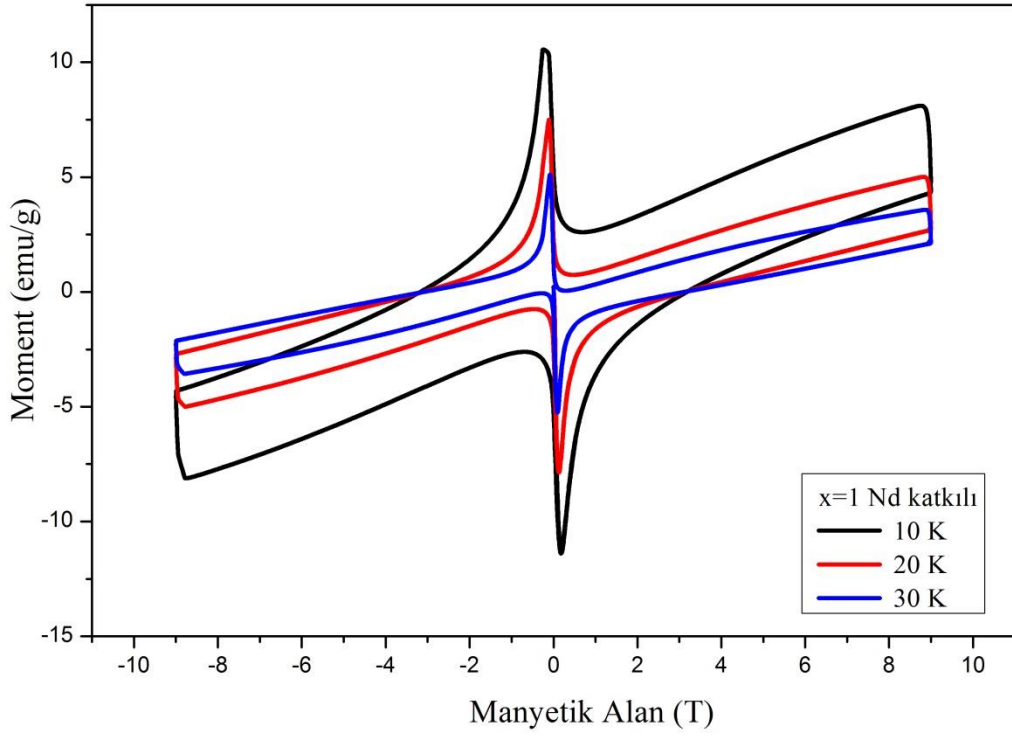
**Şekil 4.25.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.3$  Nd katkılı  $Y_{0.7}Nd_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi



**Şekil 4.26.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.5$  Nd katkılı  $Y_{0.5}Nd_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi



**Şekil 4.27.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.7$  Nd katkılı  $Y_{0.3}Nd_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi



**Şekil 4.28.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=1$  Nd katkılı  $Nd_1Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin moment-manyetik alan eğrisi

Moment-manyetik alan eğrileri incelendiğinde yapıdaki Nd katkılama miktarı arttıkça eğrilerin yukarı doğru kaydığı görülmektedir. Bunun nedeni Nd güçlü paramanyetik dipol momente sahip olduğu için manyetik alan uygulandığında bu paramanyetik momentler alanla aynı yönde yönelirler ki bu durumda manyetik alan arttıkça manyetizasyon (paramanyetiklik) da artmış olur. Dolayısıyla malzeme diamanyetik durumdan kısmende olsa paramanyetik duruma kayma eğilimi göstermeye başlar.

Histerisiz eğrilerinde gözlenen bir diğer özellik ise sıcaklık arttıkça histerisiz ilmeklerinin arasında kalan alanın küçülmesidir. Histerisiz eğrileri altında kalan alanın azalması sıcaklık arttıkça akı tüplerinin denge konumları etrafında titreşerek hareket etmeleri nedeniyle manyetik alanı dışarlama etkilerinin azalması ve diamanyetik etkinin azalması anlamına gelmektedir.

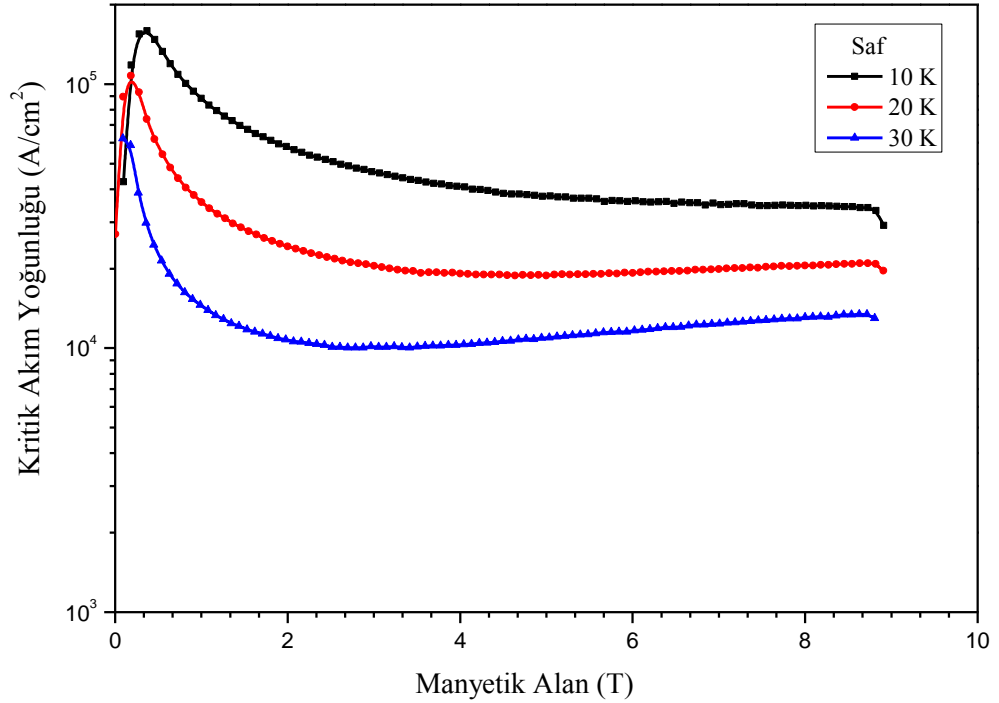
#### 4.6. Kritik Akım Yoğunluğu Hesaplamaları

Kritik akım yoğunluğu süperiletken bir malzemenin süperiletkenliğini bozmadan taşıyabileceği maksimum akımın birim yüzey alanı başına miktarıdır. Hazırladığımız örneklerin kritik akım yoğunlukları Denklem (4,1)' de verilen Bean formülü kullanılarak hesaplanmıştır.

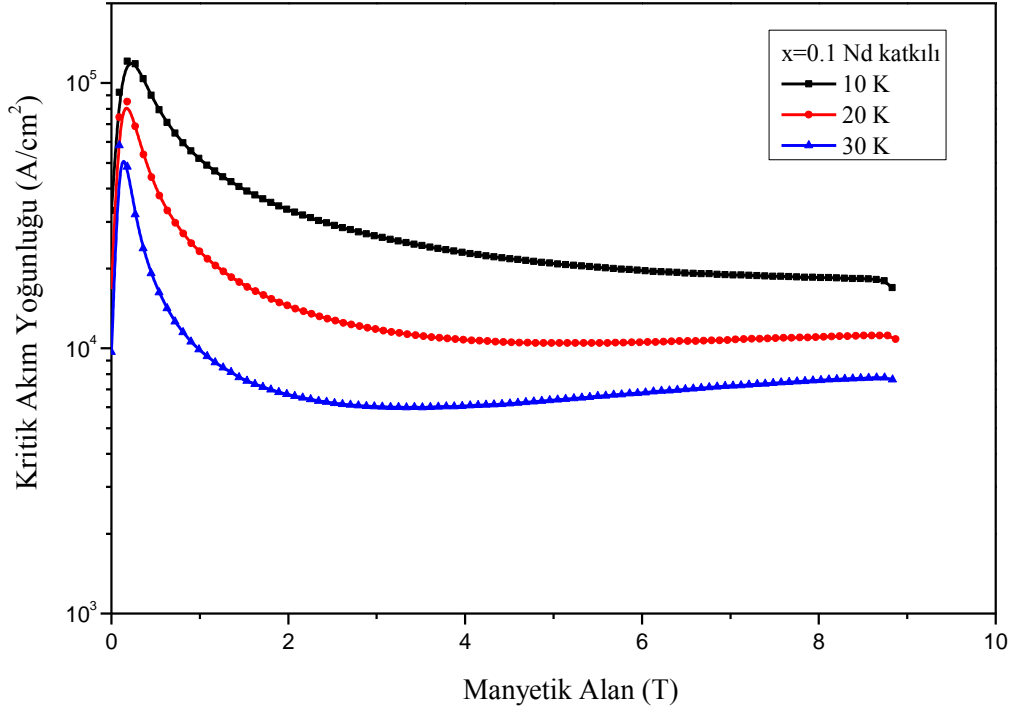
$$J_c = \frac{20\Delta M}{a\left(1-\frac{a}{3b}\right)} \quad (4.1)$$

Eşitlikteki  $\Delta M = M_+ - M_-$  şeklinde verilir ve buradaki  $M_+$  histerisiz eğrisindeki pozitif manyetizasyon değeri,  $M_-$  ise histerisiz eğrisindeki negatif manyetizasyon değeridir. a ve b ise numunenin boyutlarıdır.

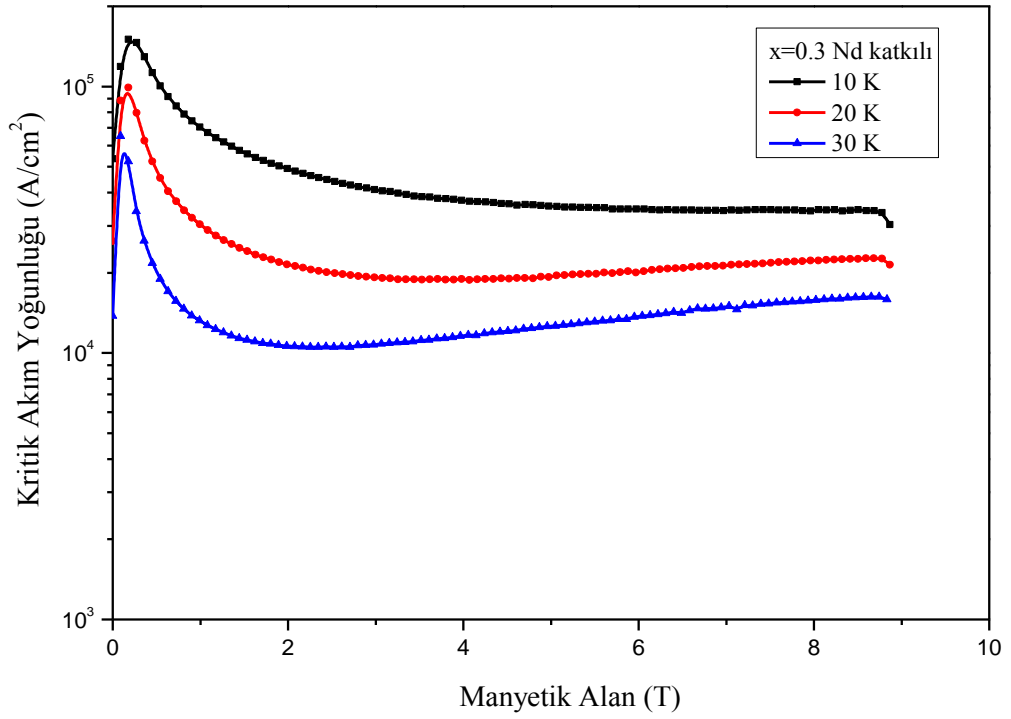
940 °C' de hazırlanan saf ve Nd katkılı örneklerin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrileri Şekil 4.29-Şekil 4.34' de verilmiştir.



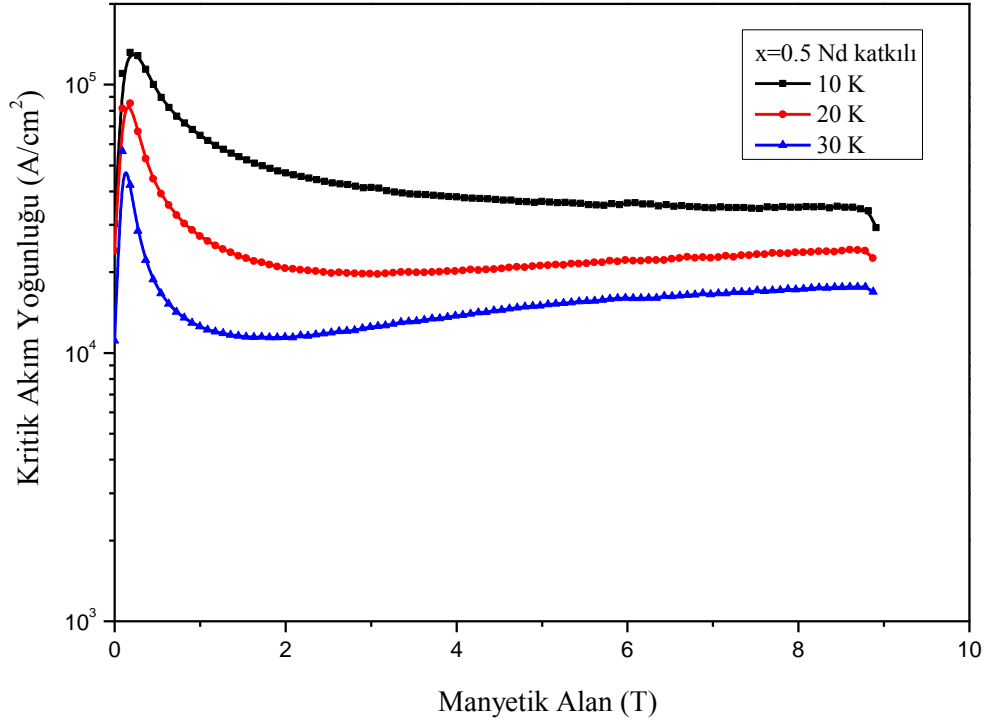
**Şekil 4.29.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış saf  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



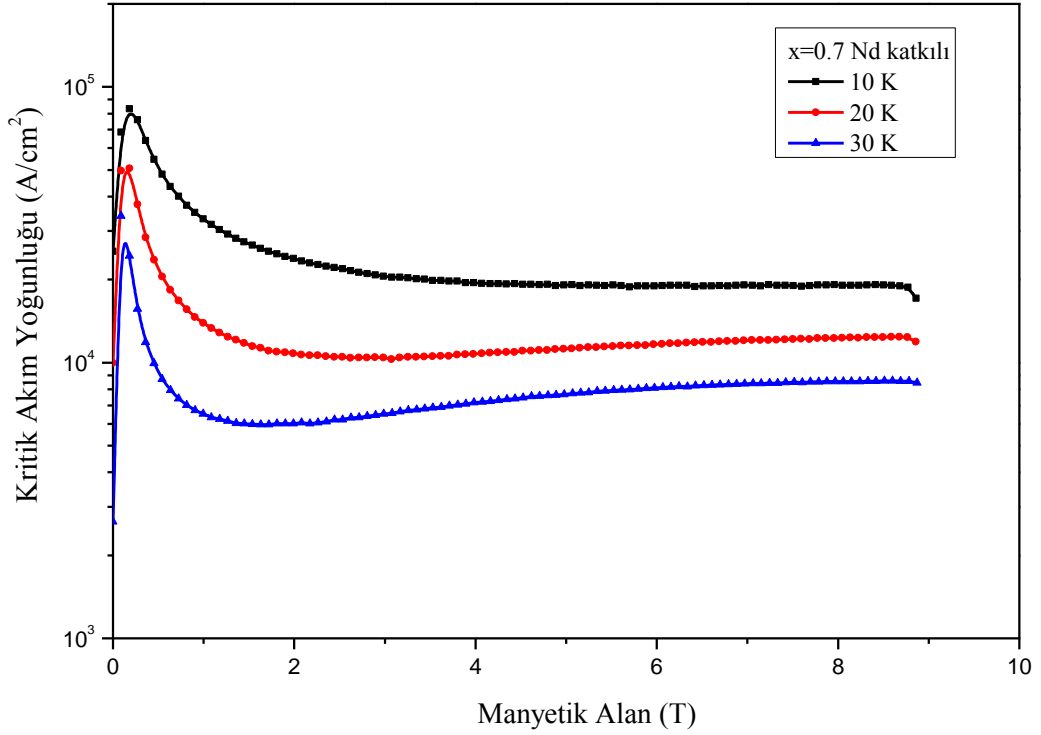
**Şekil 4.30.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.1$  Nd katkılı  $Y_{0.9}Nd_{0.1}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



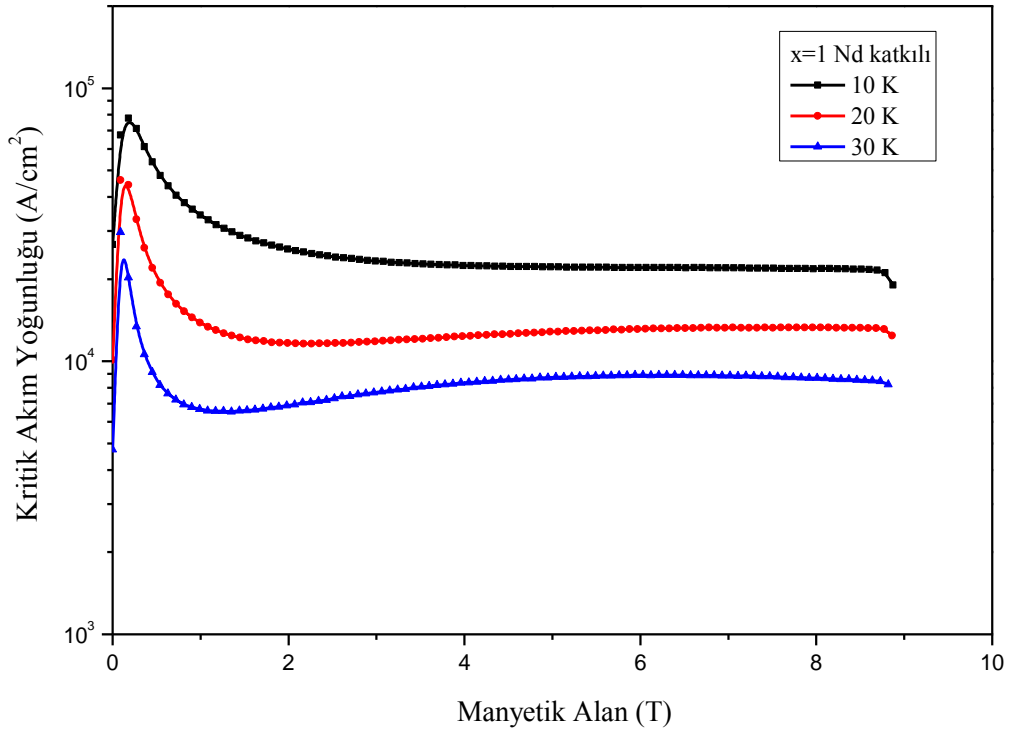
**Şekil 4.31.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.3$  Nd katkılı  $Y_{0.7}Nd_{0.3}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



**Şekil 4.32.**  $940^\circ\text{C}$  sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.5$  Nd katkı  $Y_{0.5}Nd_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



**Şekil 4.33.**  $940^\circ\text{C}$  sıcaklıkta hazırlanmış  $x=0.7$  Nd katkı  $Y_{0.3}Nd_{0.7}Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi



**Şekil 4.34.** 940 °C sıcaklıkta hazırlanmış  $x=1$  Nd katkılı  $Nd_1Ba_2Cu_3O_y$  bileşiğinin kritik akım yoğunluğu-manyetik alan eğrisi

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerde şaşırtıcı durumlardan biri bazı hacimsel örneklerde belirli bir sıcaklıkta uygulanan dış manyetik alanla kritik akım yoğunluğunun ya da tersinmez manyetizasyon genişliğinin ( $\Delta M$ ) artmasıdır. Nitekim bizim hazırladığımız numunelerde de böyle bir durum söz konusudur. Bu şekildeki bir anormal davranış pik etkisi (peak effect) ya da balık kuyruğu davranışı (fishtail effect) olarak ifade edilmektedir. Pik etkisi ve balık kuyruğu davranışı elementel çivileme (pinning) merkezlerinin özellikleri ile ilişkilidir. Çivileme (pinning) merkezleri malzemede bulunan homojen olmayan mikro yapı ve yapısal kusurların (örgü kusurları, dislokasyonlar, tane sınırları ki bunlar XRD veya SEM-EDX analizleri ile çoğu zaman görülemez) oluşturduğu, numune süperiletken durumda iken normal bölgeler gibi davranan akı çivileme merkezleridir. Çivileme (Pinning) merkezleri, uygulanan manyetik alan değeri alt kritik manyetik alan ( $H_{c1}$ ) değerini aştığında manyetik alanın malzemeye daha az enerji harcayarak akı tüpleri şeklinde sızmasını sağlar ve akı tüplerinin hareketini minimuma indirerek daha az direnç ve daha yüksek akım yoğunluğu sağlar. Malzemelerin kritik akım yoğunluğu değerleri Tablo 4.9 ve Tablo 4.14' te verilmiştir.

Nd katkıları ile oluşturulan YBCO bileşiminde diğer yapısal kusurların yanı sıra çivileme (pinning); tek tek bulunan oksijen boşlukları, oksijen boşluklarının kümelenmesi, Nd-Ba yer değiştirmesi nedeniyle oluşan ekstra oksijen boşlukları gibi durumlara da bağlı olabilmektedir. Bu nedenle malzemede oluşan pik etkisi ve balık kuyruğu davranışı yapı içerisinde oksijen boşluklarının kümelenmesi veya hazırladığımız örneklerde içerisinde Nd-123 fazının nano/mikro boyutta kümelenmesinin neden olduğu düşünülmektedir.

**Tablo 4.9.**  $x=0.0$  Nd katkılı malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslak alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri

	$J_c$ (10K)	$J_c$ (20K)	$J_c$ (30K)
<b>0T</b>	$4.2784 \times 10^4$	$2.7019 \times 10^4$	$1.091 \times 10^4$
<b>1T</b>	$8.8320 \times 10^4$	$1.5472 \times 10^4$	$1.4238 \times 10^4$
<b>2T</b>	$5.8507 \times 10^4$	$2.4140 \times 10^4$	$1.1061 \times 10^4$
<b>3T</b>	$4.6487 \times 10^4$	$2.0539 \times 10^4$	$1.0372 \times 10^4$
<b>4T</b>	$4.0874 \times 10^4$	$1.8739 \times 10^4$	$1.0849 \times 10^4$
<b>5T</b>	$3.8173 \times 10^4$	$1.8739 \times 10^4$	$1.1061 \times 10^4$
<b>6T</b>	$3.6373 \times 10^4$	$1.9639 \times 10^4$	$1.1537 \times 10^4$
<b>7T</b>	$3.4996 \times 10^4$	$2.0116 \times 10^4$	$1.2437 \times 10^4$
<b>8T</b>	$3.4572 \times 10^4$	$2.0804 \times 10^4$	$1.3338 \times 10^4$



**Tablo 4.10.**  $x=0.1$  Nd katkılı malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri

	$J_c$ (10K)	$J_c$ (20K)	$J_c$ (30K)
<b>0T</b>	$3.3319 \times 10^4$	$1.7023 \times 10^4$	$9.892 \times 10^3$
<b>1T</b>	$5.2506 \times 10^4$	$2.3187 \times 10^4$	$9.241 \times 10^3$
<b>2T</b>	$3.2907 \times 10^4$	$1.4629 \times 10^4$	$6.969 \times 10^3$
<b>3T</b>	$2.5934 \times 10^4$	$1.2146 \times 10^4$	$6.546 \times 10^3$
<b>4T</b>	$2.2289 \times 10^4$	$1.1037 \times 10^4$	$6.071 \times 10^3$
<b>5T</b>	$2.0968 \times 10^4$	$1.0561 \times 10^4$	$6.546 \times 10^3$
<b>6T</b>	$1.9595 \times 10^4$	$1.0561 \times 10^4$	$6.756 \times 10^3$
<b>7T</b>	$1.8697 \times 10^4$	$1.1037 \times 10^4$	$6.656 \times 10^3$
<b>8T</b>	$1.8697 \times 10^4$	$1.1519 \times 10^4$	$7.444 \times 10^3$

**Tablo 4.11.**  $x=0.3$  Nd katkılı malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri

	$J_c$ (10K)	$J_c$ (20K)	$J_c$ (30K)
<b>0T</b>	$5.3666 \times 10^4$	$2.6087 \times 10^4$	$1.3993 \times 10^4$
<b>1T</b>	$6.9717 \times 10^4$	$2.6945 \times 10^4$	$1.2693 \times 10^4$
<b>2T</b>	$4.9107 \times 10^4$	$2.0732 \times 10^4$	$1.1398 \times 10^4$
<b>3T</b>	$4.1062 \times 10^4$	$1.9845 \times 10^4$	$1.3163 \times 10^4$
<b>4T</b>	$3.7224 \times 10^4$	$2.0263 \times 10^4$	$1.3842 \times 10^4$
<b>5T</b>	$3.0612 \times 10^4$	$2.1411 \times 10^4$	$1.5147 \times 10^4$
<b>6T</b>	$3.4753 \times 10^4$	$2.2507 \times 10^4$	$1.6452 \times 10^4$
<b>7T</b>	$3.4333 \times 10^4$	$2.2716 \times 10^4$	$1.7130 \times 10^4$
<b>8T</b>	$3.4333 \times 10^4$	$2.4073 \times 10^4$	$1.7130 \times 10^4$

**Tablo 4.12.**  $x=0.5$  Nd katkı malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri

	$J_c$ (10K)	$J_c$ (20K)	$J_c$ (30K)
<b>0T</b>	$2.9829 \times 10^4$	$2.3808 \times 10^4$	$1.0968 \times 10^4$
<b>1T</b>	$6.4792 \times 10^4$	$2.6945 \times 10^4$	$1.2693 \times 10^4$
<b>2T</b>	$4.6991 \times 10^4$	$2.0732 \times 10^4$	$1.1398 \times 10^4$
<b>3T</b>	$4.1196 \times 10^4$	$1.9845 \times 10^4$	$1.3163 \times 10^4$
<b>4T</b>	$3.8064 \times 10^4$	$2.0263 \times 10^4$	$1.3842 \times 10^4$
<b>5T</b>	$3.6759 \times 10^4$	$2.1411 \times 10^4$	$1.5147 \times 10^4$
<b>6T</b>	$3.5871 \times 10^4$	$2.2507 \times 10^4$	$1.6452 \times 10^4$
<b>7T</b>	$3.4984 \times 10^4$	$2.2716 \times 10^4$	$1.7130 \times 10^4$
<b>8T</b>	$3.4984 \times 10^4$	$2.4073 \times 10^4$	$1.7130 \times 10^4$

**Tablo 4.13.**  $x=0.7$  Nd katkı malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri

	$J_c$ (10K)	$J_c$ (20K)	$J_c$ (30K)
<b>0T</b>	$2.5404 \times 10^4$	$1.0084 \times 10^4$	$2.411 \times 10^3$
<b>1T</b>	$3.3209 \times 10^4$	$1.3701 \times 10^4$	$6.791 \times 10^3$
<b>2T</b>	$2.3658 \times 10^4$	$1.1110 \times 10^4$	$6.334 \times 10^3$
<b>3T</b>	$2.0610 \times 10^4$	$1.0652 \times 10^4$	$6.791 \times 10^3$
<b>4T</b>	$1.9746 \times 10^4$	$1.1110 \times 10^4$	$7.401 \times 10^3$
<b>5T</b>	$1.9340 \times 10^4$	$1.1516 \times 10^4$	$8.061 \times 10^3$
<b>6T</b>	$1.8883 \times 10^4$	$1.1516 \times 10^4$	$8.264 \times 10^3$
<b>7T</b>	$1.8883 \times 10^4$	$1.2386 \times 10^4$	$8.925 \times 10^3$
<b>8T</b>	$1.8883 \times 10^4$	$1.2380 \times 10^4$	$8.722 \times 10^3$

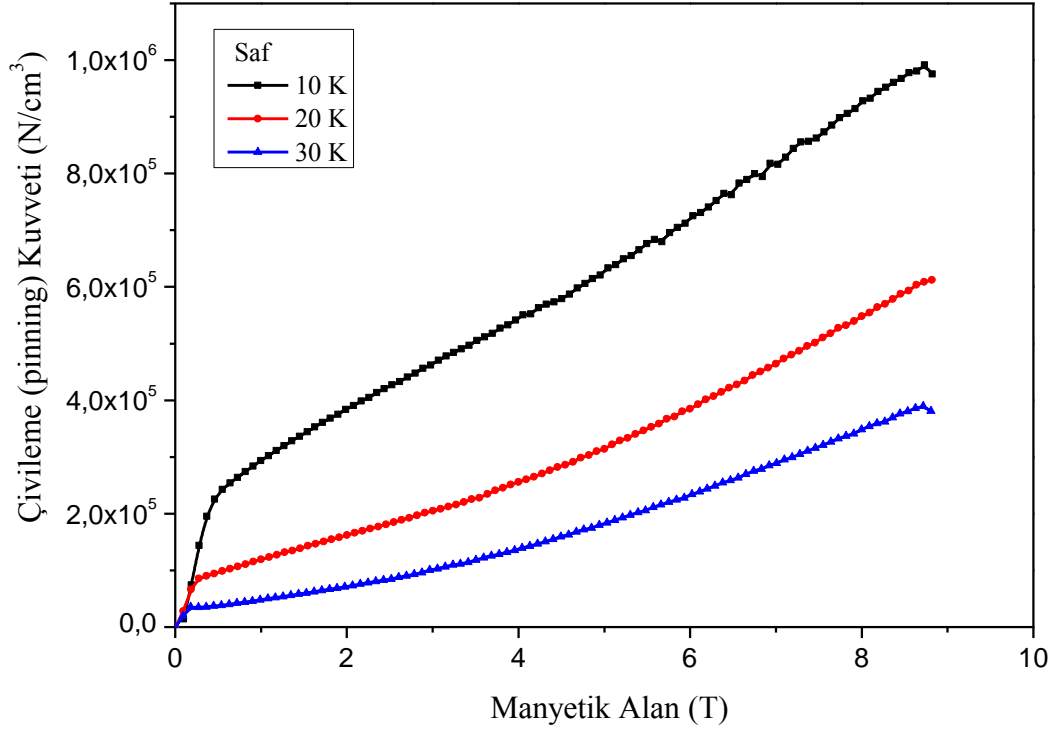
**Tablo 4.14.**  $x=1.0$  Nd katkı malzemenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarına 0-8 Teslalık alan altındaki kritik akım yoğunluğu değerleri

	$J_c$ (10K)	$J_c$ (20K)	$J_c$ (30K)
<b>0T</b>	$2.6878 \times 10^4$	$1.0272 \times 10^4$	$4.984 \times 10^3$
<b>1T</b>	$3.3944 \times 10^4$	$1.3366 \times 10^4$	$6.798 \times 10^3$
<b>2T</b>	$2.5631 \times 10^4$	$1.2032 \times 10^4$	$7.260 \times 10^3$
<b>3T</b>	$2.3424 \times 10^4$	$1.2032 \times 10^4$	$7.670 \times 10^3$
<b>4T</b>	$2.2552 \times 10^4$	$1.2494 \times 10^4$	$8.543 \times 10^3$
<b>5T</b>	$2.1679 \times 10^4$	$1.2905 \times 10^4$	$9.415 \times 10^3$
<b>6T</b>	$2.1885 \times 10^4$	$1.3366 \times 10^4$	$9.877 \times 10^3$
<b>7T</b>	$2.2141 \times 10^4$	$1.3366 \times 10^4$	$9.005 \times 10^3$
<b>8T</b>	$2.2141 \times 10^4$	$1.3828 \times 10^4$	$9.005 \times 10^3$

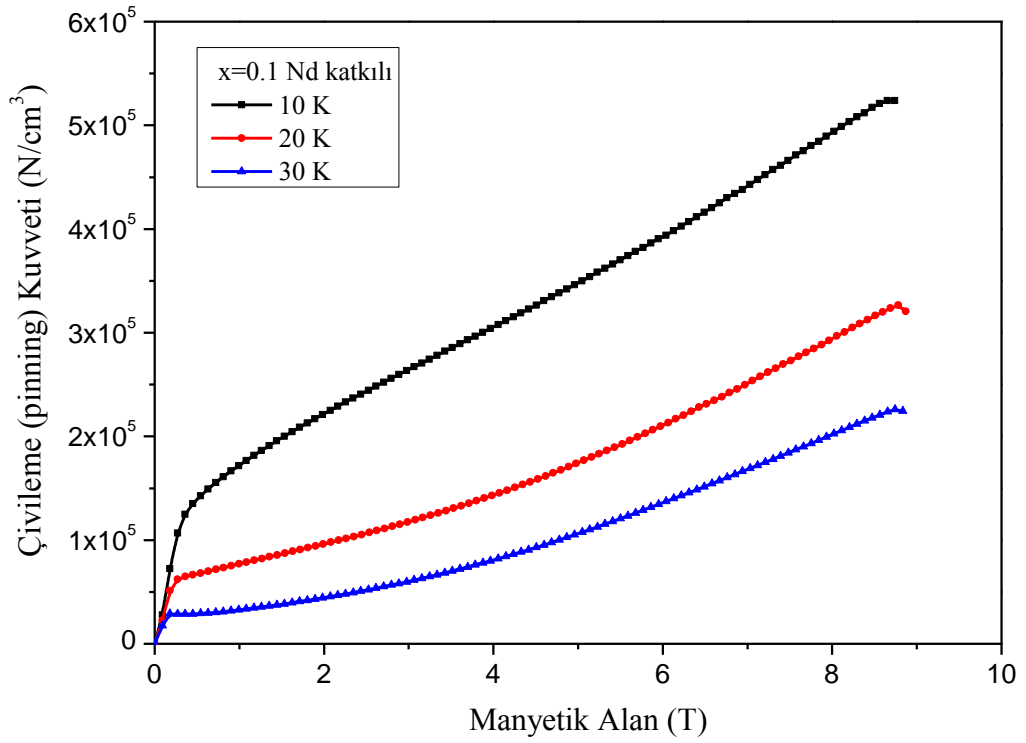
#### 4. 7. Çivileme (Pinning) Kuvveti

II. Tip süperiletkenlerde uygulanan manyetik alan alt kritik manyetik alan değerini aştığında manyetik alan numune içerisine akı tüpleri şeklinde sızmaya başlar. Bu durumdaki bir süperiletkenden akım geçirildiğinde akı tüplerine  $F_L = J \times B$  şeklinde ifade edilen bir Lorentz Kuvveti etki eder akı tüpleri numune içerisinde hareket etmeye başlar. Manyetik akı tüplerinin hareket etmeye başlaması sistemden enerji çekecek ve akıma dik bir elektrik alan indükleyecektir. Bu durumda akım bir dirençle karşılaşacak ve malzemenin süperiletkenliği bozulacaktır. Bu duruma göre malzemede direnç oluşmaması numune içerisinde akının hareketsiz olması ile yapılabilmektedir. Akının hareketsiz olması numunede dislokasyonlar, tane sınırları, safsızlıklar gibi normal bölgeleri varlığıyla sağlanabilir. Bu normal bölgeler çivileme (pinning) merkezleri olarak adlandırılır ve bu merkezlerden dolayı akı tüplerine çivileme (pinning) kuvveti etkiyerek akı tüplerinin numune içerisinde hareket etmesi engellenir. Bu çivileme (pinning) kuvveti Lorentz Kuvvetine eşit veya büyük olduğu sürece numuneden akım dirençsiz akacaktır.

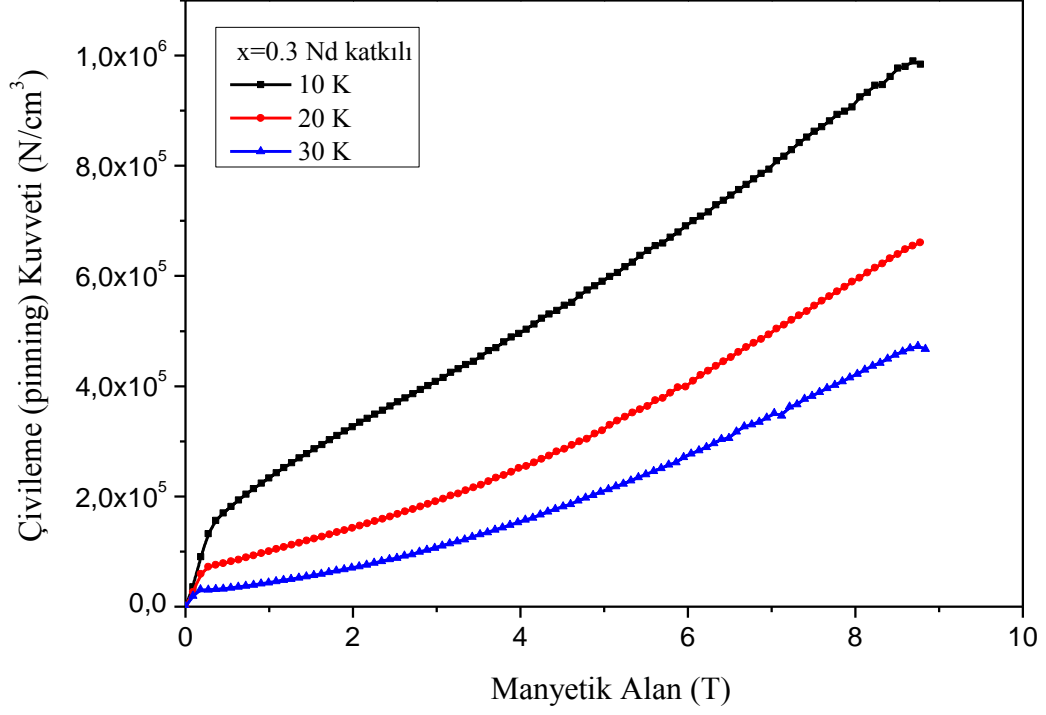
940 °C' de hazırladığımız örneklerin çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan değişimi grafiği Şekil 4.35–Şekil 4.40' da verilmiştir.



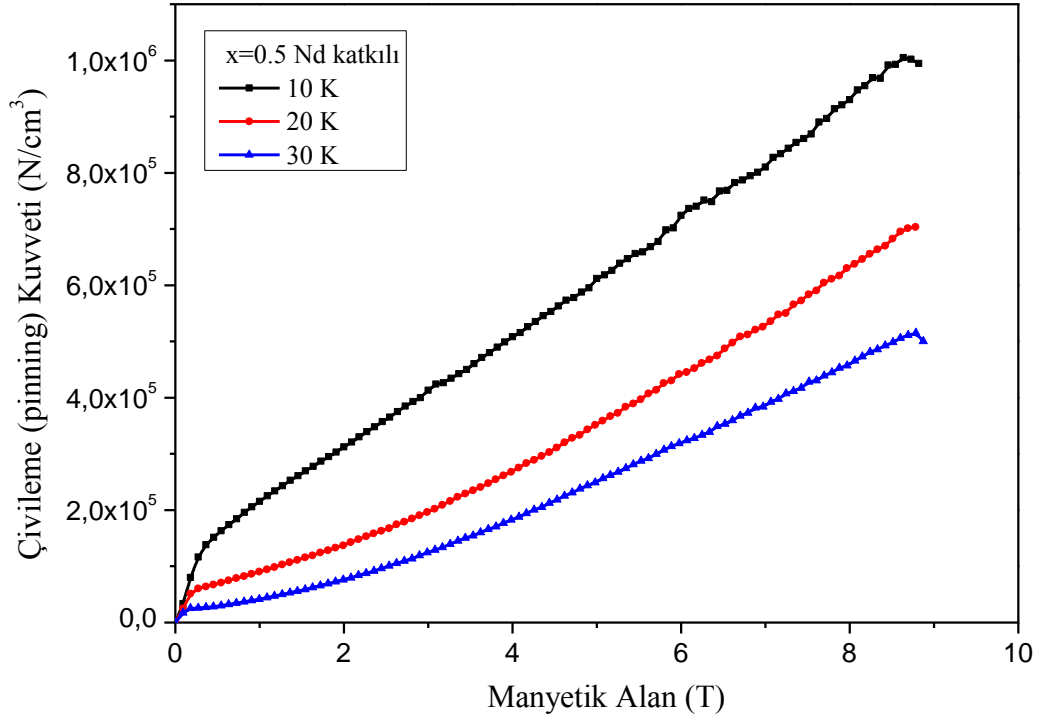
Şekil 4.35. Saf numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği



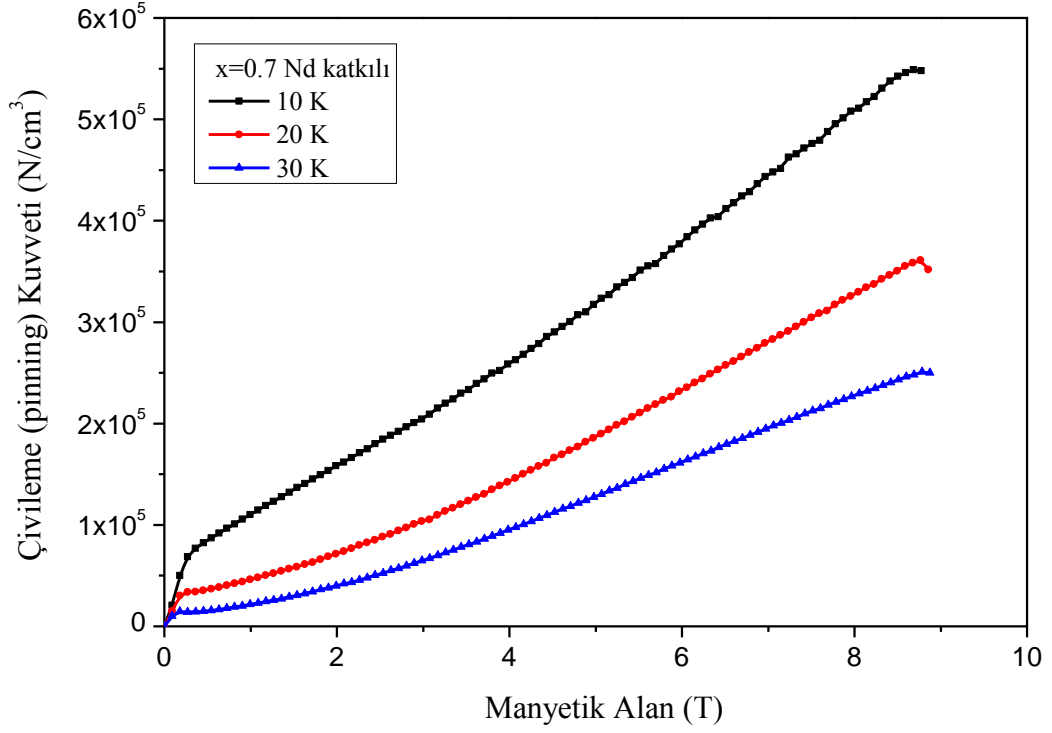
Şekil 4.36.  $x=0.1$  Nd katkılı numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği



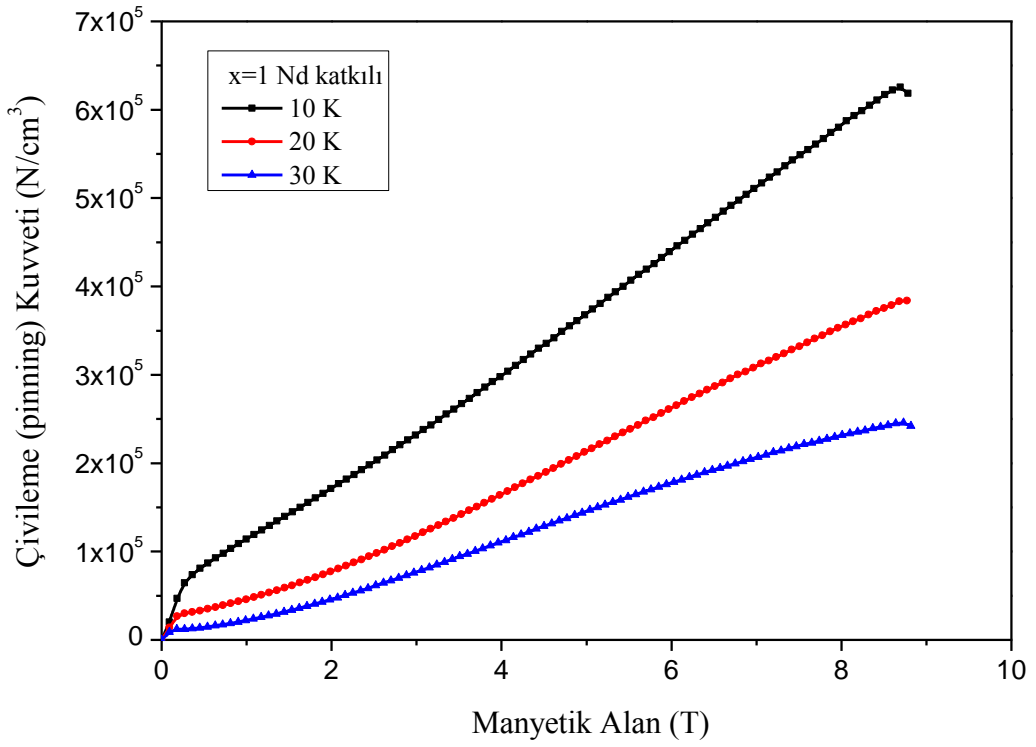
**Şekil 4.37.**  $x=0.3$  Nd katkı numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik Alan grafiği



**Şekil 4.38.**  $x=0.5$  Nd katkı numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği



**Şekil 4.39.**  $x=0.7$  Nd katkılı numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği



**Şekil 4.40.**  $x=1$  Nd katkılı numunenin 10 K, 20 K, 30 K sıcaklıklarında çivileme (pinning) kuvveti-manyetik alan grafiği

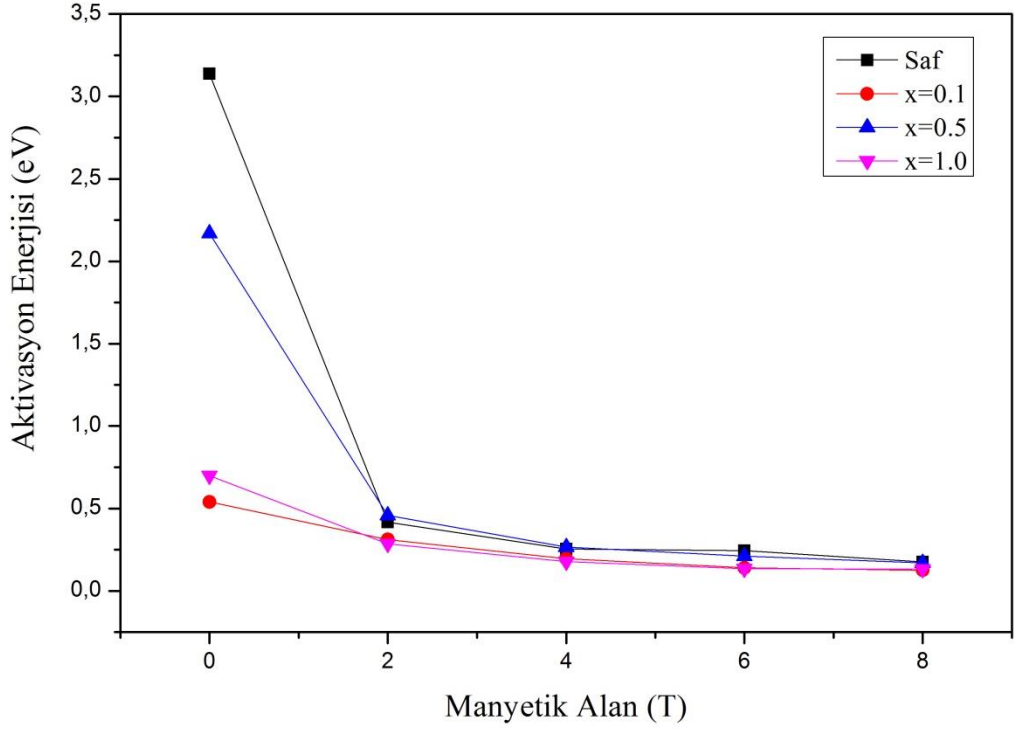
Çivileme (pinning) kuvvetinin manyetik alanla değişim grafiklerinde görüleceği gibi çivileme (pinning) kuvveti alan arttıkça artmaktadır. Bu değişim malzeme çivileme (pinning) merkezlerinin yapısından kaynaklanmaktadır. Malzemeye uygulanan alan arttıkça hem çivileme (pinning) merkezlerinin sayısı hem de büyüklüğü arttığı için alanın artmasıyla çivileme (pinning) kuvveti artmıştır.

Ayrıca grafiklere göre çivileme (pinning) kuvvetinin sıcaklık arttıkça (30 K' deki çivileme kuvvetinin 10 K' deki çivileme kuvvetine göre) azaldığı görülmektedir. Bunun nedeni sıcaklık arttıkça vorteksler denge konumları etrafında titreşerek hareket etmeye başlayacağından dolayı çivileme (pinning) kuvveti sıcaklık arttıkça azalır. Ayrıca  $x=0.3$  ve  $0.5$  katkılı örneklerin 20 ve 30 K sıcaklık değerlerindeki çivileme (pinning) kuvveti saf örneğe göre daha yüksektir. Bu da Nd katkısının yüksek sıcaklıktaki (10 K' den 30 K' e) çivileme kuvvetini geliştirdiği düşünülmüştür. En yüksek çivileme (pinning) kuvveti gösteren malzeme  $x=0.5$  Nd katkılı malzeme olduğu görülmektedir. Bu nedenle bu katkılama için optimum katkılama miktarının  $x=0.5$  olduğu anlaşılmaktadır.

#### **4.8. Aktivasyon Enerjisi**

Aktivasyon enerjisi akı çizgilerinin hareket etmesi için aşmaları gereken enerjidir. Akı çizgilerinin hareket etmesi kritik akım yoğunluğunun azalmasına neden olduğundan dolayı aktivasyon enerjisinin yüksek olması süperiletken malzemeler için önemlidir.

940 °C' de hazırladığımız örneklerin aktivasyon enerjileri TAFF teorisinden yola çıkılarak elde edilen Arrhenius denklemi kullanılarak hesaplanmış ve  $x= 0.0, 0.1, 0.5, 1.0$  Nd katkılı örneklerin aktivasyon enerjilerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.41' de gösterilmiştir.



**Şekil 4.41.** 940 °C' de hazırlanan saf, x=0.1, 0.5, 1.0 Nd katkılı malzemeler için aktivasyon enerjisinin-manyetik alan ile değişimi

Hazırladığımız malzemelerin aktivasyon enerjilerinin manyetik alana bağlı değişimi incelendiğinde Nd katkılanması aktivasyon enerjisini azaltmıştır. Fakat aktivasyon enerjisindeki azalma katkılama ile kademeli olarak azalmamıştır onun yerine önce azalmış, daha sonra artmış, katkılama oranı arttıkça azalmıştır. Diğer katkılama oranlarında da benzer sonuçlar görülmüştür.

Sonuç olarak Nd katkılanması aktivasyon enerjisini azalttığı için Nd katkılı örneklerdeki akı tüpleri saf örnekteki akı tüpleriyle kıyaslandığında bu tüplerin hareket etmesi için daha az enerji gerekmektedir. Bu durum Nd katkılı örneklerdeki akı tüplerinin daha kolay hareket etmesine kritik akım yoğunluğunun düşmesine neden olur.

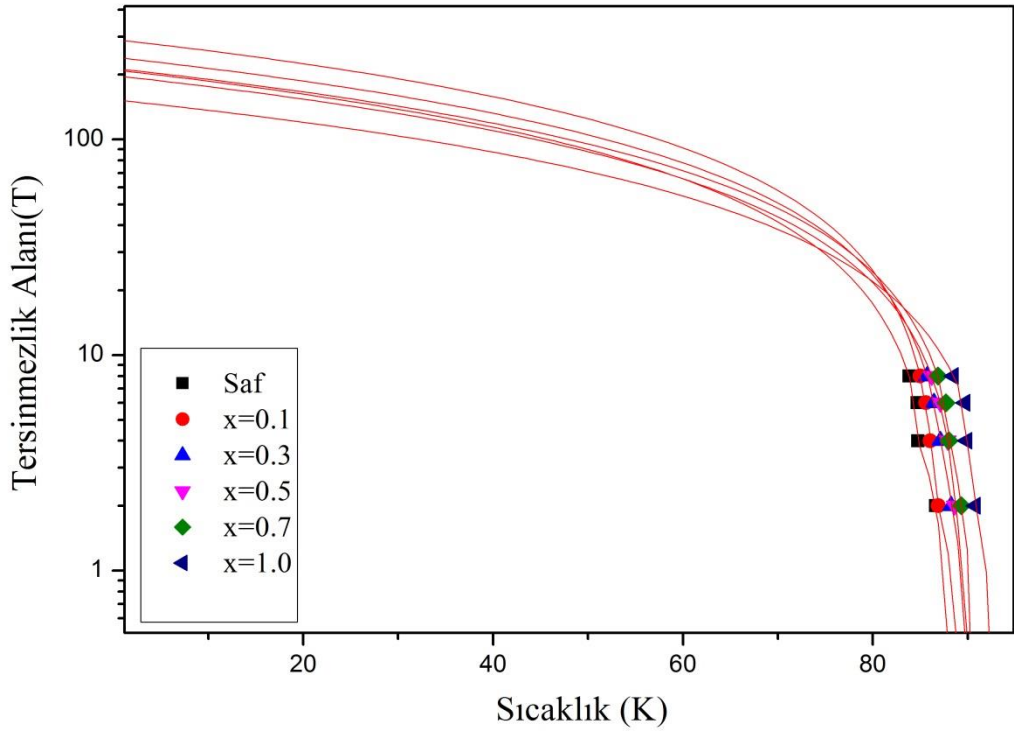
#### 4.9. Tersinmezlik Alanı

Süperiletken malzemeler manyetik alan altında kritik geçiş sıcaklığının altına kadar soğutulup daha sonra uygulanan alan kaldırıldığında malzemede bir miktar alan tuzaklanmış olur. Bu durumda alan, malzemeden uzaklaştırılsa bile malzeme üzerindeki alan sıfır olmaz. Süperiletkenlerin bu özelliği manyetizasyon-manyetik



alan eğrisinin tersinmez bir şekilde olmasıyla da kendini göstermektedir. II tip süperiletkenlerde uygulanan manyetik alan alt kritik alan değerini aştığında manyetik alan numuneye akı tüpleri şeklinde sızar. Alan üst kritik alan değerine ulaştığında manyetik alan numuneye tamamen sızar ve malzeme bu alan değerinde normal duruma geçer. Bu alan değerinden itibaren uygulanan alan azaltılmaya başladığında akı tüpleri ilk başta hareket için serbest kalır. Bu nedenle alan belli bir değere ( $H_{irr}$ ) düşene kadar histerisiz eğrisi kendi üzerinden geri döner. Bu alan değerinden itibaren de histerisiz eğrisi tersinmez bir davranış gösterir. Akı çivileme merkezlerinin varlığından dolayı tersinmezlik alan değerinden itibaren uygulanan alan değerindeki düşüş, manyetizasyondaki düşüşe göre daha büyük olur. Bu durum manyetizasyonun pozitif değer almasına neden olur. Dolayısıyla tersinmezlik alanı manyetik akı tüplerinin çivilenmeye başladığı alan değeri olduğu için bu özellik süperiletkenlerin teknolojik uygulamaları için önemlidir.

940 °C' de hazırladığımız örneklerin tersinmezlik alanı-sıcaklık değişimi grafiği Şekil 4.42' de verilmektedir.



**Şekil 4.42.** Saf ve  $x=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1$  Nd katkı örneklerinin tersinmezlik alanı-sıcaklık değişimi

Grafiğe gore Nd katkılanması ile tersinmezlik alan değeri artmıştır. Superiletken malzemelerin magnet uygulamaları gibi bir takım teknolojik uygulamalarda kullanıldığında bu tersinmezlik alan değerinin altında bir manyetik alan uygulanması gerekir. Malzemenin gosterdiği tersinmezlik manyetik alan değeri ne kadar yuksek olursa bu malzemenin yuksek alan altında kullanımı için avantaj sağlar. Bundan dolayı Nd katkılanarak üretilen malzemeler saf malzemeye gore daha yuksek alan altındaki teknolojik uygulamalarda kullanılır.

## 5. SONUÇ ve YORUM

Bu tez çalışmasında katıhal reaksiyon yöntemi kullanılarak YBCO bileşiğinde Y yerine farklı oranlarda Nd katkılanmıştır. 930 °C, 940 °C ve 950 °C gibi üç farklı ısı işlem sıcaklığında örnekler hazırlanmış ve ısı işlem sıcaklığının malzemenin kristal yapısına etkisine bakılarak en iyi yapılanmanın olduğu sıcaklık değeri 940 °C olduğu görülmüştür. Bundan dolayı 940 °C örnekler hazırlanarak Nd katkılanmasının YBCO süperiletken bileşiğinin elektriksel ve manyetik özelliklerini nasıl etkilediği ve malzemenin kristal yapısı üzerine etkisi araştırılmıştır.

### 5.1. XRD Sonuçları

Nd katkılanmasıyla hazırlanan örneklerin XRD grafiklerinde elde edilen pikler Y-123 fazı ile uyum içerisinde olduğu görülmüştür. XRD grafiklerinde hazırlanan örneklerin tek fazlı olduğu anlaşılmış ve herhangi bir safsızlık pikine rastlanılmamıştır.

Nd katkılanmasıyla XRD piklerinin şiddetlerinin katkılama oranının artmasıyla azaldığı ve saf örnekte gözlenen (002), (102), (004), (115) ve (007) düzlemlerine ait piklerin Nd katkılı örneklerin XRD grafiklerinde bulunmadığı görülmüştür. Ayrıca katkılama ile tüm piklerde sola doğru bir kaymanın olduğu görülmüştür. Nd katkılanmasıyla a ve b eksenlerinde küçük bir artış olurken c ekseninde daha büyük artış meydana gelmiştir.

Örneklerin kristal düzlemleri ve a, b, c örgü parametrelerinde meydana gelen bu değişimler Nd' nin Y yerine geçerek yapıyı değiştirdiğini göstermektedir. Neodymium Yttrium' a göre daha büyük iyonik yarıçapa sahip olduğundan dolayı a, b, c parametrelerini artırdığı fakat malzemenin ortorombik simetrisini bozmadığı görülmüştür.

### 5.2. SEM Sonuçları

SEM sonuçlarına göre hem katkılı hem de katkısız örneklerin rastgele yönelmiş taneciklerin oluşturduğu bir yüzey morfolojisi gösterdiği görülmüştür. Örneklerin Y-123 malzemesinin genel karakterine uygun bir yapılanma gösterdiği ve

bu nedenle Nd katkılanmasının malzemeninin yapısını çok fazla değiştirmediği anlaşılmıştır.

SEM görüntülerinde Nd katkılanmamış örnekte tanecikler spiral bir büyüme gösterirken Nd katkılanmasıyla bu spiral büyümede azalma gözlenmiştir. Spiral büyüme Y-123 bileşiğinin karakteristik bir özelliğidir ve bu şekilde taneciklerin spiral olarak büyümesinin katı faz ile sıvı faz arasındaki kimyasal potansiyel enerjinin büyük olması sebebiyle ortaya çıktığı düşünülmüştür. Bundan dolayı Nd katkılanması katı faz ile sıvı faz arasındaki kimyasal potansiyel enerjiyi azalttığı anlaşılmıştır.

EDX analizlerine göre hazırlanan örneklere Y, Nd, Ba, Cu dışında herhangi bir elementin pikine rastlanılmamıştır. Bundan dolayı malzemenin saf bir yapıda olduğu anlaşılmıştır. EDX analizinde elde edilen atomik oranlar hazırlamak istediğimiz malzemenin atomik oranları ile büyük bir yaklaşıklıkla uyumakta ve dolayısıyla hazırlamak istediğimiz kompozisyonu elde edebildiğimiz görülmüştür.

### **5.3. Elektriksel lm Sonuçları**

Elektriksel direnç ölümlerine bakıldığında tüm malzemelerin süperiletkenlere özgü bir davranış gösterdiği görülmüştür. Manyetik alan uygulandığında tüm örneklere  $T_c$  (K) ve  $T_o$  (K) değerleri düşük sıcaklıklara doğru kaymıştır. Bu durum rnekleredeki süperiletken tanecikler arasındaki zayıf bağlar ya da tanecik sınırlarında bulunabilen manyetik alana karşı farklı davranışlar sergileyen ve tanecikler arasındaki bağlantıyı (intergranular) zayıflatan safsızlıklardan kaynaklanabilir. Çünkü süperiletken bir malzemeye manyetik alan uygulandığında manyetik alan önce tanecikler arasındaki zayıf bağların olduğu sınırlardan girmeye başlar ve süperiletkenliği olumsuz etkileyerek hem  $T_c$  (K) hem de  $T_o$  (K) değerinin düşmesine neden olmaktadır. Ayrıca bu durum tüm metalik malzemeler için geçerli olan manyetik alanın (dolayısıyla manyetik kuvvetin) uygulanması ile kuantumsal düzeydeki etkiler ile taneciklerin manyetik alana karşı dirençlerinin (elektriksel iletim) azalmasından kaynaklanabilmektedir.

#### 5.4. Manyetik Ölçüm Sonuçları

Malzemenin manyetik özelliklerini incelemek için M-H ve M-T ölçümleri alınmıştır. M-H ölçümlerine göre Nd katkılarıyla malzeme diamanyetik-paramanyetik faz geçişi göstermiştir. Bu durum Nd' nin güçlü paramanyetik dipol momentlere sahip olmasından dolayı ortaya çıkmış ve Nd katkısının artmasıyla paramanyetikliğe doğru geçiş artmıştır.

M-T ölçümlerine göre sıcaklık azaldıkça manyetik momentlerin rastgele yönelimi azaldığından dolayı ters yöndeki manyetizasyon değeri artmıştır. Ayrıca Nd katkısı arttıkça manyetizasyon değeri azalmıştır. Bunun nedeni Nd güçlü paramanyetik dipol momentlerinin olması nedeniyle uygulanan alan ile ters yönde manyetize olan dipol momentlerin sayısı azaldığı için manyetizasyonun azalmasıdır.

Kritik akım yoğunluğu hesaplamalarıyla elde edilen grafiklere göre tüm malzemelerde pik etkisi ya da balık kuyruğu davranışı olarak ifade edildiği gibi manyetik alan uygulandıkça kritik akım yoğunluğu artmıştır. Bu durum malzemede bulunan homojen olmayan mikro yapı kusurlarının oluşturduğu süperiletken durumdayken normal özellik gösteren çivileme (pinning) merkezlerinin yapısından kaynaklanmaktadır. Ayrıca Nd katkılı örneklerde oksijen boşluklarının kümelenmesi ve kompozisyon içerisinde Nd-123 fazının kümelenmesinden kaynaklandığı düşünülmüştür.

Saf ve Nd katkılı örneklerde uygulanan alan arttıkça malzemede bulunan çivileme (pinning) merkezlerin sayısı ve büyüklüğü arttığı için alanın artmasıyla tüm malzemelerde çivileme (pinning) kuvveti artmıştır. Ayrıca Nd katkıları teknolojik uygulamalar için avantajlı bir özellik olan tersinmezlik alanını arttırmıştır.

## KAYNAKLAR

- [1] D.V. Delft, P. Kes, *The Discovery of Superconductivity*, **American Institute of Physics**, 2010
- [2] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, **Pregamon Press**, New York, 1982, p. 19
- [3] V.L. Ginzburg, E.A. Andryushin, *Superconductivity*, p. 2
- [4] M. Cryot, D. Pavuna, *Introduction to Superconductivity and High  $T_c$  Materials*, **World Scientific**, Singapore, 1992, p. 4
- [5] M.A. Forest, *Meissner and Ochsenfeld revisited*, **Eur. J. Phys.** 4 (1983) 117-120
- [6] S. Fujita, S. Godoy, *Theory of High Temperature Superconductivity*, **Kluwer Academic Publisher**, New York, 2001, p. 181-182
- [7] J. Woul, *Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) teory*, **Royal Institute of Technology (KTH)**, 2008
- [8] T.S. Sheahan, *Introduction to High-Temperature Superconductivity*, **Kluwer Academic Publishers**, New York, 2002, p. 3, 187-191
- [9] J.G. Bednorz, K.A. Müller, *Possible high- $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*, **Z. Phys. B.**, 64, 189-193 (1986)
- [10] C.W. Chu, *Superconductivity Above 90 K*, **Proc. Natl. Acad. Sci. USA**, Vol. 84, (1987), pp. 4681-4682
- [11] M.K. Wu, C.J. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, J. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu, *Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure*, **Phys. Rev. Lett.**, (1987), Vol. 58, No. 9
- [12] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutumi, J. Asono, *High- $T_c$  Bi-based oxide superconductors*, **Jpn. J. Appl. Phys.**, (1993), No.16
- [13] C.P.Jr. Poole, H.A. Farach, R.J. Crewick, *Superconductivity*, Elsevier Ltd, Academic Press, Neyherland, (1995), p. 25, 196
- [14] A. Shilling, M. Cantoni, D.J. Guo, H.R. Ott, *Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system*, **Nature**, Vol. 363,1993
- [15] M. Monteverde, C. Acha, M. Nunez-Regueiro, D.A. Pavlov, K.A. Lokshin, S.N. Putilin, E.V. Antipov, *High-Pressure Effects in Fluorinated HgBa<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>8+δ</sub>*, **Europhys. Lett.**, Vol. 72, No. 3 (2005) 458-464
- [16] J. Nagamatsu, N. Nakayawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu, *Superconductivity at 39 K in magnesium diboride*, **Nature**, Vol. 410, 2001
- [17] Y. Izyumov, E. Kurmaev, *High- $T_c$  superconductors based on FeAs compounds*, **Springer-Verlag Berling Heildberg**, 2010
- [18] A.C. Rose-Innes, E.H. Rhoderic, *Introduction to superconductivity*, **Pergamon**, 5-30
- [19] F.J. Owens, C.P.Jr. Poole, *The New Superconductors*, **Kluwer Academic Publishers**, 2002, p. 31, 121-158
- [20] A. Marouchkine, *Room-Temperature Superconductivity*, **Cambridge International Science Publishing**, 2004, p. 32-36
- [21] Zehra Deniz Yakıncı ‘‘Ultrasonik Spreyleme ve Termal Buharlaştırma Yöntemleri Kullanılarak MgB<sub>2</sub> Süperiletken İnce Filmlerinin Üretilmesi ve Karakterizasyonu’’ Doktora Tezi, **Fırat Üniversitesi**, 2010
- [22] H. Suematsu, M. Kawano, T. Onda, T. Akao, M. Hayatawa, H. Ogiwara, M. Karppinen, H. Yamauchi, *Peak effect in critical current density induced by oxygen non-stoichimetry in cation-stoichiometric SmBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7.δ</sub> superconductor*, **Physica C**,

324 (1999) 161-171

- [23] A.K. Jha, N. Khare, *Investigation of flux pinning properties of YBCO:BaZrO<sub>3</sub> composite superconductor from temperature dependent magnetization studies*, **J. of Magn. Mater.**, 322 (2010) 2653-2657
- [24] P. Müller, A.V. Ustinov, *The Physics of Superconductors*, **Nauka Publishers**, 1997, p. 25
- [25] J. Hook, E.H. Hall, *Katıların Fiziği, Literatür Yayınları*, İstanbul, 1999, p. 290-291
- [26] C. Kittel, *Katıhal Fiziğine Giriş, Güven Kitap Yayın*, İstanbul, 1996, p. 242-254
- [27] T. Matsushita, *Flux Pinning in Superconductors*, **Springer-Verlag**, 2007, p. 3-5
- [28] P. J. Ford, G. A. Saunders, *Rise Superconductors*, **CRC Press**, 2005, p. 21-22
- [29] E.P. O' Reilly, *Quantum Theory of Solids*, **Taylor & Francis Group**, 2003, p. 187-188
- [30] A. Mourachkine, *High-Temperature Superconductivity in Cuprates*, **Kluwer Academic Publishers**, 2002, p. 12-37
- [31] Anonymous.(2013).<http://www.ffden-2.phys.uaf.edu>(on-line Access on 30 Apr, 2013)
- [32] Anonymous.(2013).[http://www.ccas-web.org/pdf/ccas\\_brochure\\_web.pdf](http://www.ccas-web.org/pdf/ccas_brochure_web.pdf)(on-line Access on 22 Feb, 2013)
- [33] J.W. Bray, *Superconducting Applications: Present and Future*, **Springer**, 21 (2008) 335-341
- [34] M. Murakami, *Processing and applications of bulk RE-Ba-Cu-O superconductors*, **Int. J. Appl. Ceram. Technol.**, Vol. 4, No.3, 225-241 (2007)
- [35] J.R. Hull, *Applications of high-temperature superconductors in power technology*, **Rep. Prog. Phys.** 66 (2003) 1865-1886
- [36] J.R. Hull, M. Murakami, *Applications of bulk high- temperature superconductors*, **IEEE**, Vol. 92, No. 10, 2004
- [37] B. Li, D. Zhou, K. Xu, S. Hara, K. Tsuzuki, M. Miki, B. Felder, Z. Deng, M. Izumi, *Materials process and applications of single grain (RE)-Ba-Cu-O bulk high-temperature superconductors*, **Physica C**, 482(2012) 50-57
- [38] M. Murakami, *Process in applications of bulk high temperature superconductors*, **Supercond. Sci. Technol.** 13 (2000) 448-450
- [39] A.P. Malozemoff, J. Mannhart, D. Scalapino, *High-Temperature Cuprate Superconductors Get to Work*, **American Enstitute of Physics** (2005) S-0031-9228-0504-020-2
- [40] Y. Shiohara, A. Endo, *Crystal growth of bulk high-T<sub>c</sub> superconducting oxide materials*, **Mater. Sci. Eng.**, R19 (1997)1-86
- [41] D.T. Dzhabarov, *Diffusion in High-Temperature Superconductors*, **Phys. Stat. Sol.**, (a) 158, 335 (1996)
- [42] Selda Kılıç ‘‘Yüksek Geçiş Sıcaklıklı Süperiletkenlerde Kritik Durum Modellerinin İncelenmesi’’ Yüksek Lisans Tezi, **Çukurova Üniversitesi**, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2008
- [43] H. Marwanitani ‘‘Transport and Magnetic Properties of the New High Temperature Superconductors  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_{(3-x)}Fe_xO_{10}$  and  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_{(3-x)}Zn_xO_{10}$ ’’ Phd Thesis, **American University of Beirut**, 2005
- [44] J. Ayache, *Grain boundaries in high temperature superconducting ceramics*, **Philos. Mag.**, Vol. 86, No. 15 (2006) 2193-2239
- [45] D.Dew-Huges, *The critical current of superconductors: an historical review*, **American Institute of Physics**, Vol. 27, No. 9-10, 2001
- [46] R. Jarvinen, K. Kacprzak, S. Valtonen, *Superconductivity and High T<sub>c</sub>*

*Superconductor YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>*, **FYSZ460 Advanced Laboratory work**, 2008

- [47] Anonymous.(2013).[http://www.en.wikipedia.org/wiki/Yttrium\\_barium\\_copper\\_oxide](http://www.en.wikipedia.org/wiki/Yttrium_barium_copper_oxide)(on-line Access on 03 Jun, 2013)
- [48] Anonymous.(2013).<http://www.tfy.tkk.fi/aes/AES/projects/prlaser/material.htm>(on-line Access on 03 Jun, 2013)
- [49] C. Chen, F.R. Wondre, W.J. Hodby, F.J. Ryan, A.V. Narlikar, S.B. Samanta, *Relationship between growth, structure and superconductivity of single crystal YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7.8</sub>*, **J. Low. Temp. Phys.**, Vol. 117, 1999
- [50] K. Conder, *Oxygen diffusion in the superconductors of YBaCuO family: isotope Exchange measurements and models*, **Mater. Sci. Eng.**, R32 (2001) 41-102
- [51] A.T. Vanderah, *Chemistry of Superconductor Materials*, **Noyes Publications**, 1992, p. 490
- [52] A. Tanaka, M. Akhavan, *How T<sub>c</sub> above 100 K in the YBCO family*, **Eur. Phys. J. B**, 73 (2010) 79-83
- [53] S. Gholipour, V. Daadmehr, A.T. Rezzakhani, H. Khosroabadi, F.S. Tehrani, R.H. Akbarnejad, *Structural phase of Y358 superconductor comparison with Y123*, **Springer** (2012) 10948-012-1611-4
- [54] S.M.J. Skakle, *Crystal chemical substitutions and doping of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> and related superconductors*, **Mater. Sci. Eng.**, R23 (1998)1-40
- [55] Y. Feng, L. Zou, J.G. Wen, N. Koshizuko, A. Sulpice, J.L. Tholence, J.C. Valliner, P. Monceau, *Fishtail effect, magnetic properties and critical current density of Gd-added PMP YBCO*, **Physica C**, 297 (1998) 75-84
- [56] H. Fujishiro, M. Ikebe, S. Kohayashi, K. Noto, K. Yokoyama, *Additional effect of Ag and 211 phase on thermal expansion of REBaCuO bulk superconductor (RE=Sm, Y)*, **Cryogenics**, 43 (2003) 477-481
- [57] H. Fujimoto, C. Cai, E. Ohtabara, *Sm-Ba-Cu-O bulk superconductors melt-processed in air*, **Physica C**, 372-376 (2002) 1111-1114
- [58] Xing-Da. Wu, Ke-Xi. Xu, Peng-Jun. Pan, *Study on single domain growth of Ag-doped Sm-Ba-Cu-O bulk using cold seeding technique*, **Physica C**, 469 (2009) 225-229.
- [59] H. Fujimoto, H. Ozaku, E. Ohtabara, *Sm-Ba-Cu-O bulk superconductors melt processed in air, using Nd123/MgO thin film cold seeding*, **Physica C**, 386 (2004) 198-201.
- [60] K. Yokoyama, M. Kaneyama, T. Oka, H. Fujishiro, K. Noto, *Temperature measurement of Re123 bulk superconductors on magnetizing process*, **Physica C**, 412-414 (2004) 688-694.
- [61] K. Ikeda, K. Katsumata, N. Kobayashi, *Upper critical field and normal-state of high-T<sub>c</sub> superconductors RBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> (R=Y, Gd, Dy, Ho, Er, Yb)*, **Materials Transitions**, JIM, Vol. 31, No. 3 (1990) 184-189
- [62] D.A. Cardwell, Y. Shi, N.H. Babu, K. Lida, *Fabrication of high performance Gd-Ba-Cu- O single grains in air using a practical melt processing technique*, **Physica C**, 469 (2009) 1146-1152
- [63] R.C. Grandini, J. Maria de Albuquerque Gimenez, A. Gonçalves da Cunha, *Anelastic spectroscopy in SmBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>*, **Physica C**, 408-410 (2004) 741-742
- [64] H. Fujishiro, S. Kohayashi, *Thermal conductivity, thermal diffusivity and thermoelectric power of Sm-based bulk superconductors*, **IEEE T. Appl. Supercon.**, Vol.12, No.1, March 2002
- [65] H. Fujimoto, *Superconducting and mechanical properties of RE-Ba-Cu-O/Ag bulk*



- superconductors*, **IEEE T. Appl. Supercon.**, Vol.15, No.2, June 2005
- [66] X. Sheng, G. Ynghi, W. Xiaoshan, *Effects of Yb-doping on flux pinning properties in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , **ScienceDirect**, Vol.28, 2010, p. 432
- [67] F. Ben Azzouz, M. Zauaoui, K.D. Mani, M. Annabi, G.V. Tendeloo, M.B. Salem, *Structure, microstructure and transport properties of B-doped YBCO system*, **Physica C**, 442 (2006) 13-19
- [68] R. Mohan, K. Singh, N. Kaur, S. Bhattacharya, M. Dixit, K.N. Gaur, V. Shelke, K.S. Gupta, K. R. Singh, *Calcium and oxygen doping in  $YBa_2Cu_3O_y$* , **Solid State Commun.**, 141(2007) 605-609
- [69] W.J. Chen, F.C. Chen, *Superconductivity in  $(Y_{1-x}M_x)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $M=Cd, Zn$ ) systems*, **Solid State Commun.**, Vol. 69, No. 11, pp. 1079-1083, 1989
- [70] H. Huhtinen, V.P.S. Awanu, A. Gupta, H. Kishan, R. Laiho, A.V. Narlikar, *Pinning centres and enhancement of critical current density in YBCO doped with Pr, Ca and Ni*, **Supercond. Sci. Technol.**, 20 (2007) S159-S166
- [71] T. Harada, K. Yoshuda, *The effects of Pr-doping on the critical current density in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , **Physica C**, 383 (2002) 48-54
- [72] C.J. Zhang, P.Z. Qin, G. Jin, Q.M. Chen, X. Yao, B.C. Cai, X.S. Cao, *Effects of Pr-doping on magnetic and transports in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystal superconductor*, **J. Phys.**, 153 (2009) 012039
- [73] L. Zhang, W. Zhang, H. Zhang, *Subtle structural changes in Pr-doped YBCO*, **Physica C**, 364-365(2001) 420-422
- [74] Z. Chen, J. Zhang, Y. Su, Y. Xue, S. Cao, *Effect of rare-earth ion size on local electron structure in  $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $R=Tm, Dy, Gd, Eu, Nd$  and  $Y$ ) superconductors: A positron study*, **Physica C**, 434 (2006) 161-166
- [75] H. Ikuta, T. Hosokawa, M. Yoshikawa, U. Mizutani, *Synthesis and superconducting properties of c-axis aligned single-domain NdBCO/Ag, melt-processed superconductors*, **Supercond. Sci. Technol.**, 13 (2000) 1559-1568
- [76] H. Fujimoto, H. Ozaku, *Superconducting and mechanical properties of Sm-Ba-Cu-O bulk superconductors*, **Physica C**, 412-414 (2004) 657-661
- [77] C. Anreouli, A. Tsetsekou, *Processing effect on microstructure and superconducting properties of sintered  $REBa_2Cu_3O_y$  ceramics-the role ionic radius*, **J. Eur. Ceram. Soc.**, 20 (2000) 2101-2114
- [78] M.R. Koblishka, T. Higuchi, S.I. Yoo, M. Murakami, T. Frello, M. Baziljevich, T.H. Johansen, T. Wolfs, P. Diko, *Magnetic measurements in  $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystals: Magnetization, flux pinning and creep*, **Elsevier**, S0964-1807(1998) 00105-7
- [79] F. Delorme, C. Harnois, I. Monot-Laffez, G. Desgardin,  *$Nd_2O_3$  doping of top-seeding-melt-texture-growth-procesed  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ceramics*, **Physica C**, 372-376 (2002) 1127-1130
- [80] T. Plackowski, C. Sulkowski, D. Wlosewicz, J. Wnuk, *Effect of the  $RE^{3+}$  ionic size on the  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ceramics oxygenated at 250 bar*, **Physica C**, 300 (1998) 184-190
- [81] C. Andreolui, A. Tsetsekou, *Synthesis of HTSC  $RE(Y)Ba_2Cu_3O_x$  powders: the role of ionic radius*, **Physica C**, 291 (1997) 274-286
- [82] X. Yao, E. Goodilin, Y. Yamada, H. Sato, Y. Shiohara, *Crystal growth and superconductivity of  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  solid solutions*, **Elsevier**, Vol. 6, No.2-5, 175-183, 1998

- [83] P. Yossefov, G.E. Shter, G.M. Reisner, A. Friedman, Y. Yeshurun, G.S. Grader, *Relation of solubility parameter ( $x$ ), powder properties and phase formation in the  $Nd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{6.5+x/2+\delta}$* , **Physica C**, 275 (1997) 299-310
- [84] K. Sauv, M. Nicolas, C. Nguyen van Huong, A. Dubon, P. Legeay, L. Kandel, *Effect of a barium deficiency on the structural and magnetic properties of  $REBa_{2-x}Cu_3O_z$  ( $RE=Y, Nd, Eu, Er, Yb$ )*, **Supercond. Sci. Technol.**, 6 (1993) 327-336
- [85] M. Matsui, T. Miyamoto, S. Nariki, N. Sakai, M. Murakami, *Fabrication of large-grain Nd-Ba-Cu-O superconductor*, **Physica C**, 357-360 (2001) 694-696
- [86] L. Liu, C. Dong, J. Zhang, J. Li, *The microstructure study of Co-doped YBCO system*, **Physica C**, 377 (2002) 348-356
- [87] H.I. Adıgüzel, M.A. Aksan, M.E. Yakıncı, *A study on the thermoelectric power and thermal conductivity properties of the  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7.8}$  system*, **Journal of Materials Processing Technology**, 207 (2008) 258-264
- [88] P. Schatzle, W. Bieger, U. Wiesman, P. Verges, G. Krabbes, *Melt processing of (Nd, Y)BaCuO and (Sm, Y)BaCuO composites*, **Supercond. Sci. Technol.**, 9 (1996) 869-874
- [89] I.M. Fita, V.P. Dyakonov, V.I. Kamenev, R. Puniak, H. Szymczak, *Pressure-controlled oxygen order and superconductivity in  $REBaCuO$  ( $RE=Y, Nd$ ) near the metal-insulator transition*, **Physica C**, 317-318 (1999) 532-535
- [90] Ke-Xu, Xu, Peng-Xiang, Zuo, Y. Cao, Shun-Bo, Hu, Bo-Wen, Lian, Yu-Lei, Jiao, L. Xiao, Ming-Hui, Zheng, Xing-Da, Wu, *The observation and explanation of the spontaneous nucleation behavior in  $SmBaCuO-Ag$  solution*, **Supercond. Sci. Technol.**, 25(2012) 075005
- [91] H. Zhang, X.W. Zou, Z.H. Wang, Y.X. Chen, *A comparative investigation of oxygen in-diffusion in the orthorhombic phase of  $REBCO$  ( $RE= Y, Sm, Nd$ ) by in situ electrical resistance*, **Physica C**, 337 (2000) 307- 311
- [92] K.Yokoyama, M. Kaneyama, T. Oka, H. Fujishiro, K. Noto, *Temperature measurement of  $Re123$  bulk superconductors on magnetizing process*, **Physica C**, 412-414 (2004) 688-694.
- [93] W. Lo, K. Salama, *Growth and Properties of  $NdBCO-Ag$  Large Grains for Device Applications*, **Physica C**, 341-348 (2000) 2293-2296
- [94] I. Monot, F. Tancret, P. Laffez, G. Van Tendeloo, G. Desgardin, *Microstructure and properties of oxygen controlled melt textured  $NdBaCuO$  superconductive ceramics*, **Mater. Sci. Eng. B**, 65 (1999) 26-34
- [95] X. Obradors, R. Yu, F. Sandiumenge, B. Martinez, N. Vilalta, V. Gomis, T. Puing, S. Pinol, *Directional solidification of  $ReBa_2Cu_3O_7$  ( $Re=Y, Nd$ ): microstructure and superconducting properties*, **Supercond. Sci. Technol.**, 10 (1997) 884-890
- [96] L. Li, S. Cao, J. Zhang, *Local electronic structure,  $O-T$  phase transition and superconductivity in the Ba-site Nd-substituted YBCO system*, **J. Low Temp. Phys.**, Vol.144, No. 1-3, (2006)
- [97] N. Hari Babu, M. Kambara, E.S. Reddy, Y. Shi, D.A. Cardwell, *Improved magnetic flux pinning in melt processed ( $Y, Nd$ ) $Ba_2Cu_3O_{7.8}$  superconductor*, **Supercond. Sci. Technol.** 18 (2005) S38-S42

## ÖZGEÇMİŞ

**Ad Soyad:** Melike ŞENER

**Doğum Yeri ve Tarihi:** Battalgazi - 16/01/1991

**Adres:** İnönü Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi

**E-Posta:** [mlk.sener@hotmail.com](mailto:mlk.sener@hotmail.com)

**Lisans:** İnönü Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü