

T.C.
ABANT İZZET BAYSAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



**FARKLI SICAKLIK ŞARTLARININ Cu DİFÜZE EDİLMİŞ Bi-
2212 SERAMİKLERİN MEKANİK KARAKTERİSTİĞİ
ÜZERİNE ETKİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

BAHADIR AKKURT

BOLU, ARALIK - 2016

T.C.
ABANT İZZET BAYSAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI



**FARKLI SICAKLIK ŞARTLARININ Cu DİFÜZE EDİLMİŞ Bi-
2212 SERAMİKLERİN MEKANİK KARAKTERİSTİĞİ
ÜZERİNE ETKİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

BAHADIR AKKURT

BOLU, ARALIK - 2016

KABUL VE ONAY SAYFASI

BAHADIR AKKURT tarafından hazırlanan “**FARKLI SICAKLIK ŞARTLARININ Cu DİFÜZE EDİLMİŞ Bi-2212 SERAMİKLERİN MEKANİK KARAKTERİSTİĞİ ÜZERİNE ETKİSİ**” adlı tez çalışması 29.12.2016 tarihinde Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

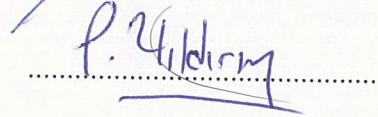
Jüri Üyeleri

Danışman
Doç. Dr. Murat PAKDİL

Üye
Prof. Dr. Vahdet UÇAR

Üye
Doç. Dr. Gürcan YILDIRIM

İmza



Prof. Dr. Duran KARAKAŞ

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK BEYAN

Abant İzzet Baysal Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,

bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.



Bahadır AKKURT

ÖZET

FARKLI SICAKLIK ŞARTLARININ Cu DİFÜZE EDİLMİŞ Bi-2212 SERAMİKLERİN MEKANİK KARAKTERİSTİĞİ ÜZERİNE ETKİSİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

BAHADIR AKKURT

ABANT İZZET BAYSAL ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

(TEZ DANIŞMANI:DOÇ. DR. MURAT PAKDİL)

BOLU, ARALIK - 2016

Bu tezin temel amacı, bir yüzeyine bakır difüzyonu gerçekleştirilen katı Bi-2212 süperiletken malzemelerin kristal yapısını, elektrik, süperiletkenlik, mekanik performans ve mekanik karakteristiklerinin 650 °C-850 °C difüzyon tavlama sıcaklıkları arasındaki değişimlerini, kütle yoğunluğu, özdirenç değişimi (ρ -T), kritik akım yoğunluğu (I-V), toz X-ışınımı kırınım (XRD) spektrumları ve Vickers sertlik (H_v) ölçümleri vasıtasıyla belirlemektir. Tüm deneysel bulgular, elde edilen karakteristik özelliklerin (kristallenme, kristal düzlem yönelimi, faz oranları, faz saflığı, ortalama kristal büyüklüğü, kafes örgü sabitleri, normal durum özdirenci, artık özdirençler, artık özdirenç oranları, ρ_{norm} , $\Delta\rho$, kritik geçiş sıcaklıkları, genişleme derecesi, çivileme doğası, yarıkararlılığı, σ -boşluk anizotropisi, akma mukavemeti, kırılma endeksi, elastik sertlik katsayısı ve eğilme dayanımı parametreleri) difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile Cu-O₂ sıralı katmanlarındaki lokal yapısal kusurlarının, kafes gerilmelerinin, çarpıklıklarının, bozukluklarının ve tanecikler arası etkileşim problemlerinin azalmasının bir sonucu olarak önemi bir şekilde gelişme eğiliminde olduğunu gösterdi. Ancak 750 °C kritik tavlama sıcaklığından sonra, yukarıda verilen parametreler hızlı bir şekilde azalır, ve hatta tavlama sıcaklığı 850 °C iken bu özellikler global minimum değerini alır. Daha detaylı olarak, süperiletken taneciklerin içine ve tanecik sınırları üzerine optimum bakır konsantrasyonu girmesine neden olan 750 °C optimum difüzyon tavlama sıcaklığı Bi-2212 kristal sistemin özünde aşırı katkılı durumundan optimum katkılanmış durumuna Fermi enerji seviyesindeki elektronik durum yoğunluklarının artmasıyla getirir. Bu yüzden, maksimum kritik geçiş sıcaklıkları (onset ve offset) ve minimum özdirenç parametreleri 750 °C de hazırlanan Bi-2212 materyali için gözlemlenmiştir. J_c sonuçlarına gelindiğinde, optimum tavlama sıcaklığı, Bi-2212 kristal yapısının girdap akı çivilemesinin daha fazla gelişsin diye bakır nanoparçacıklarını tanecikler içi ve tanecikler arası bölgeler boyunca etkili çekirdeklenme merkezleri oluşturmak için sıkıca birbirine bağlanmasına neden olur. Ayrıca toz XRD deneysel bulgular, difüzyon sıcaklığının 750 °C'ye artmasının ortalama kristal boyutunu, c-eksen uzunluğunu ve yüksek fazı oranını geliştirdiğini gösterir, bu kritik sıcaklık değerinden sonra her bir değer dramatik şekilde azalır. Benzer olarak, optimum tavlama sıcaklık değeri mekanik dayanıklılığı ve ideal eğilme mukavemetini dayanıklı tetragonal fazının sabitliğinin bir sonucunda güçlendirir. Böylece, çatlak

başlatan kusurların ve çatlak ilerlemesinin hızlıca yön değıştirsın veya yavaşlasın diye Cu safsızlığının varlığı malzemelerin kritik gerilme değeri artırır. Ayrıca, ilk kez her bir materyalin mekanik krakteristiklerini Meyer Kanunu (MK), Orantılı Numune Direnci Modeli (ONDM), Modifiyeli Orantılı Numune Direnci Modeli (MONDM), Elastik/Plastik Deformasyon (EPD), Hays Kendall (HK) ve Çentik-Kaynaklı Çatlak (ÇKÇ) gibi 6 farklı teorik model vasıtasıyla inceledik. Modellerin sonuçlarına dayanarak, ISE davranış sergileyen materyallerin yük bağımlı ve yükten bağımsız mikrosertlik karakterizasyonlarını incelemek için HK teorik yaklaşım en iyi metot olarak gözlemlenirken, RISE doğasına uyan diğeri materyalin gerçek mekanik krakteristiklerin belirlenmesi için ÇKÇ yaklaşım en uygun metot olarak bulunmuştur. Özet olarak, 750 °C tavlama sıcaklığı Bi-2212 süperiletken seramiklerin büyük çaplı uygulamalarda kullanımını destekler.



ANAHTAR KELİMELEER: Bi-2212 seramikler, Bakır difüzyon, öz direnç değışimi (ρ -T), kritik akım yoğunluğu, Vickers sertlik, X-ışını kırınımı

ABSTRACT

EFFECT OF DIFFERENT TEMPERATURE CONDITIONS ON MECHANICAL CHARACTERISTICS OF Cu DIFFUSION DOPED Bi-2212 CERAMICS

MSC THESIS

BAHADIR AKKURT

**ABANT IZZET BAYSAL UNIVERSITY GRADUATE SCHOOL OF
NATURAL AND APPLIED SCIENCES**

**DEPARTMENT OF MECHANICAL ENGINEERING
(SUPERVISOR: ASSOC. PROF. DR. MURAT PAKDIL)**

BOLU, DECEMBER 2016

The aim of this thesis is to determine the changes of crystal structure, electrical, superconducting, mechanical performance and mechanical characteristics of one surface Cu-layered bulk Bi-2212 superconducting materials with the diffusion annealing temperature in the range of 650 °C-850 °C by means of bulk density, d_c resistivity (ρ -T), transport critical current density (J_c), powder X-ray diffraction (XRD) and Vickers hardness measurements. All the experimental findings display that the extracted characteristic properties (crystallinity, crystal plane alignments, volume fractions, phase purity, average crystallite size, lattice constant parameters, normal state resistivity, residual resistivities, residual resistivity ratios, ρ_{norm} , $\Delta\rho$, critical transition temperatures, degree of broadening, pinning nature, metastability, σ -gap anisotropy, yield strength, fracture toughness, brittleness index, elastic modulus and flexural strength parameters) tend to improve significantly with the increase of diffusion annealing temperature up to 750 °C as a result of regression in the local structural distortions, lattice strains, disorders, defects and grain boundary interaction problems in the Cu-O₂ consecutively stacked layers. However, after the critic annealing temperature of 750 °C, the parameters given above degrade rapidly, and in fact they reach to their own global minimum points as the annealing temperature is 850 °C. In more detail, the optimum diffusion annealing temperature of 750 °C resulting in the optimum copper concentrations embedded in the superconducting grains and over grain boundaries transits intrinsically the over-doped feature of Bi-2212 crystal system to optimally doped state as a consequence of the increment in density of electronic states at the Fermi energy level. Thus, the maximum critical transition temperatures (onset and offset) and minimum resistivity parameters are observed for the Bi-2212 material prepared at 750 °C. As for the J_c results, the optimum annealing temperature causes highly dispersed Cu nanoparticles to bind tightly for the formation of the effective nucleation centers along the transgranular and intergranular regions so that the flux pinning of vortices more and more improves in the Bi-2212 crystal structure. Moreover, the powder XRD experimental evidences show that the increase of diffusion annealing temperature up to the temperature value of 750 °C develops the average crystallite size, c -axis length and high phase fraction, after this critical temperature value

every value decrease dramatically. Similarly, the optimum annealing temperature value strengthens the mechanical durability and ideal flexural strength as a result of the stabilization of durable tetragonal phase. Thus, the presence of Cu impurities increases the critical stress value of the materials so that the crack-producing flaws and cracks propagation divert or slow down rapidly. Furthermore, we check the mechanical characteristics of every materials by means of available six different theoretical models as regards Meyer's Law (ML), proportional sample resistance (PSR), modified proportional sample resistance (MPSR), Elastic-Plastic Deformation (EPD), Hays-Kendall (HK) and Indentation-Induced Cracking (IIC) approach for the first time. Based on the results of models, while the HK theoretical approach is observed to be the best method to investigate the relations between the load dependent and independent microhardness characterizations for the materials exhibiting the ISE behavior, the IIC approach is noted to be the most suitable method for determination of the true mechanical characteristics for the other material obeying the RISE nature. To sum up, the annealing temperature of 750 °C favors the Bi-2212 superconducting ceramics for usage in the large scale applications.

KEYWORDS: Bi-2212 ceramics, Copper diffusion, d_c resistivity (ρ -T), transport critical current density (J_c), Vickers hardness, X-ray diffraction (XRD)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	v
ABSTRACT	vii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİL LİSTESİ.....	xi
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xiii
KISALTMA VE SEMBOLLER LİSTESİ	xiv
TEŞEKKÜR	xvi
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Süperiletkenliğin Ortaya Çıkışı ve Tarihi Gelişim Süreci.....	1
1.2 Süperiletkenlerde Fiziksel Özelliklerin İncelenmesi.....	3
1.2.1 Sıfır Direnç	3
1.2.2 Kritik Sıcaklık (T_c).....	4
1.2.3 Kritik Magnetik Alan (H_c)	5
1.2.4 Süperiletkenlerde Kritik Akım (I_c) ve Kritik Akım Yoğunluğu (J_c) Kavramları	6
1.2.5 Meissner olayı.....	7
1.2.6 Nüfuz derinliği.....	9
1.3 I. ve II. Tip Süperiletkenler	10
2. SÜPERİLETKENLİK TEORİLERİ.....	13
2.1 London Teorisi	13
2.2 Ginzburg-Landau Teorisi	14
2.3 BCS Teorisi	16
3. SÜPERİLETKENLERE AİT KRİSTAL YAPILAR	18
3.1 Y-Ba-Cu-O (YBCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları.....	20
3.2 Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları.....	21
3.2.1 $Bi_2Sr_2CuO_6$ Bileşiğinin Kristal Yapısı.....	22
3.2.2 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ Bileşiğinin Kristal Yapısı.....	23
3.2.3 $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ Bileşiğinin Kristal Yapısı	24
4. SERTLİK ve SERTLİK ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ.....	26
4.1 SERTLİK.....	26
4.2 Çizme Yöntemi ile Sertlik Tespit Edilmesi.....	27
4.3 Sıçratma Yöntemi ile Sertlik Ölçümü	27
4.3.1 Shore Sertlik Ölçümü.....	27
4.4 Girinti (penetrasyon) ile Sertlik Ölçümü.....	28
4.4.1 Brinell Sertlik Ölçüm Yöntemi	28

4.4.2	Rockwell Sertlik Ölçüm Yöntemi.....	29
4.4.3	Vickers Sertlik Ölçüm Yöntemi	30
4.4.4	Knoop Sertlik Ölçüm Yöntemi	31
5.	X-IŞINLARI.....	32
5.1	X ışınının Keşfi	32
5.2	X-Işını Çeşitleri	33
5.2.1	Bremsstrahlung Işınması (Sürekli X-ışınları)	33
5.2.2	Karakteristik X-Işınları	33
5.3	X-Işınlarının Bir Kristalde Kırınımı	34
5.4	Bragg Yansıması	35
5.5	X-Işınlarının Temel Özellikleri	36
6.	DENEYSEL MATERYALLER ve YÖNTEMLER.....	38
6.1	Süperiletken Malzeme Hazırlama Yöntemleri	38
6.1.1	Katı-hal Tepkime Yöntemi	38
6.1.2	Eritme-Döküm Yöntemi	39
6.1.3	Çözelti-jel yöntemi	39
6.1.4	Sol-jel yöntemi.....	40
6.2	Numunelerin Hazırlanması.....	40
7.	DENEYSEL SONUÇLAR	43
7.1	Elektrik Direnç Ölçüm Sonuçları	43
7.2	Toz XRD Sonuçları	49
7.3	Bi-2212 Materyalinin Kritik Akım Yoğunluğu Araştırması	53
7.4	Bi-2212 materyalinin kütle yoğunluğunun bakır atomlarla değişimi	54
7.5	Saf ve tek yüzeyi Cu difüze edilmiş Materyallerin Boşluk Parametrelerine Teorik bir Bakış	55
7.6	Deneysel Mikrosertlik Bulguları	56
7.7	Orijinal Vickers Sertlik Değerlerin Mekanik Modellemesi	62
7.7.1	Meyer Kanununa (MK) Dayalı İnceleme	63
7.7.2	Materyallerin Mikrosertlik Karakteristik Özelliklerin Orantılı Numune Direnci Modeli (ONDM) ile İncelenmesi	65
7.7.3	Malzemelerin Vickers Sertlik Özelliklerin Modifiyeli Orantılı Numune Direnci Modeli (MONDM) ile Araştırılması	67
7.7.4	Elastik/Plastik Deformasyon Modeli ile Malzemelerin Vickers Sertlik Özelliklerine Teorik Yaklaşım	69
7.7.5	Orijinal Vickers Sertlik Değerlerinin Hays–Kendall Yaklaşımına Göre İncelenmesi	71
7.7.6	Çentik-Kaynaklı Çatlak Model Kullanarak Malzemelerin Gerçek Mikrosertlik Değerinin İncelenmesi	73
8.	SONUÇ VE ÖNERİLER	77
9.	KAYNAKLAR.....	82
10.	ÖZGEÇMİŞ.....	89

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1. Mutlak sıcaklığın Civa'nın öz direncine etkisi (Onnes, 1913).....	1
Şekil 1.2. Kritik sıcaklık (T_c) göz önünde bulundurularak süperiletkenliğin tarihsel süreci (Malaeb, 2009 ; akt. Hacısalihoğlu, 2011).	2
Şekil 1.3. Normal metal ve süperiletkenin direnci üzerine sıcaklığın etkisi (Taylor ve Zafaritos, 1996)	4
Şekil 1.4. Sıcaklığın kritik manyetik alan üzerine etkisi (Müller ve Ustinov, 1997).	5
Şekil 1.5. Süperiletkenlere ait kritik yüzey faz diyagramı (Cevizci, 2013).....	7
Şekil 1.6. Sıcaklığa bağlı olarak manyetik alanın malzeme üzerindeki dışarlanmasının gösterilmesi (Abdioğlu, 2015)	8
Şekil 1.7. Süperiletken malzeme içerisindeki manyetik alanın, yüzeye olan mesafe ile değişimi (Rose ve Rhoderick, 1980).	9
Şekil 1.8. I. ve II. tip süperiletkenlerin manyetik alan içindeki davranışları (H_c kritik manyetik alan) (Patel, 2013)	11
Şekil 1.9. II. tip süperiletken malzemelerde kademeli olarak akı girişi (Krabbes vd., 2006).	12
Şekil 2.1. Örgü bozulmasından kaynaklanan, elektronlar arasındaki çekici etkileşimin gösterimi (Özkan, 2010).	17
Şekil 3.1. Simetrik bir perovskit kristalin örgü yapısı (Askerzade, 2005).....	18
Şekil 3.2. CuO_2 düzleminin gösterimi (Cevizci, 2013).....	19
Şekil 3.3. YBCO süperiletken malzemesinin kristal yapısı (Cevizci, 2013)....	20
Şekil 3.4. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ fazının kristal yapısının gösterimi (Kılıç, 2000; akt. Zalaoglu, 2011).....	23
Şekil 3.5. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ bileşiğinin kristal yapısı (Kılıç, 2000; akt. Zalaoglu, 2011)	24
Şekil 3.6. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ bileşiğinin kristal yapısı (Kılıç, 2000; akt. Zalaoglu, 2011).....	25
Şekil 4.1. Brinell sertlik ölçümünde bilye ucu (Cevizci, 2013).....	29
Şekil 4.2. Vickers girinti ucu ve oluşan iz şeklinin görünümü (Cevizci, 2013).....	30
Şekil 5.1. Sürekli X-ışınları (Yaşar, 2009)	33
Şekil 5.2. Sürekli ve kesikli X-ışınları (Yaşar, 2009).....	34
Şekil 5.3. Farklı tabakalarda kırınıma uğrayan ışınların kırınımı (Yaşar, 2009).....	35
Şekil 5.4. Düzgün tabakalarda oluşan simetrik X-ışınının kırınımı (Yaşar, 2009)	35
Şekil 5.5. X-ışınlarının düzlemden yansımalarının gösterilmesi (Yaşar, 2009).....	36
Şekil 6.1. Agat Havan	41
Şekil 6.2. Protherm-Model PTF 12/75/200 Fırın.....	42
Şekil 7.1. Cu'nun Saf ve farklı formlarının sıcaklık ve öz direnç grafiği.....	43
Şekil 7.2. XRD ölçüm sonuçları	50
Şekil 7.3. $\ln f$ - $\ln d$ grafiği	64
Şekil 7.4. F/d - d grafiği	66
Şekil 7.5. F - d grafiği	68
Şekil 7.6. $F^{1/2}$ - d_p grafiği	70

Şekil 7.7. F-d ² değişim grafiği	72
Şekil 7.8. ln(Hv)- ln($F^{\frac{5}{3}}/d^3$) ^m grafiği	75



ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 7.1. Ölçüm sonuç tablosu.....	45
Çizelge 7.2. Saf ve bir yüzeyi bakır difüze edilmiş Bi-2212 süperiletken malzemelerin toz XRD verileri	51
Çizelge 7.3. Deneysel bulgular tablosu-I.....	57
Çizelge 7.4. Deneysel bulgular tablosu-II.....	64
Çizelge 7.5. Deneysel bulgular tablosu-III	67



KISALTMA VE SEMBOLLER LİSTESİ

$\vec{A}$	: Manyetik vektör potansiyeli
B	: Kırılgnlık endeksi
BCS	: Bardeen, Cooper, Shrieffer baş harfleri
E	: Elektrik Alan
H	: Manyetik Alan
M	: Manyetizasyon (Mıknatıslanma)
R	: Direnç
V	: Gerilim
H	: Uygulanan Manyetik Alan
H_c	: Kritik Manyetik Alan
H_{c1}	: Kritik manyetik alan I
H_{c2}	: Krtik manyetik alan II
H_v	:Malzemenin mikrosertlik değeri
I_c	: Kritik Akım
J_c	: Kritik Akım Yoğunluğu
J_t	: İletim akımlarının ortaya çıkardığı akım yoğunluğu
J_s	: Perdeleyici akımlar sayesinde ortaya çıkan akım yoğunluğu
$\vec{J}$	:Vektör Potansiyeli
T_c	: Kritik Geçiş Sıcaklığı
Φ	: Manyetik Akı
ω	: Açısai Frekans
λ	: Nüfuz Derinliği
ϵ_0	: Boşluğun Dielektrik Katsayısı
μ_0	: Boşluğun Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
ρ_0	:Sıcaklığa bağlı olmayan örgü kusuru kaynaklı katkı
$\rho_i(T)$	: Fonon kaynaklı ve sıcaklıkla ilişkili olan katkı
ρ_{300K}	:Oda sıcaklığı direnci
ρ_{90K}	: Süperiletken başlangıç sıcaklığındaki direnç
ρ	: Özdirenç
ζ	: Uyum Uzunluğu

k	: Boltzmann sabiti
k	: Malzemenin süperiletken tipi
χ	:Manyetik alınganlık değeri
T_c^{onset}	: İzole edilmiş taneciklerin süperiletkenliğe geçmesi (granüller içi) ile ilgili bir parametre
T_c^{offset}	: Tanecikler arası (ara granüller bölgelerin) süperiletken fazına geçmesi ile ilişkili bir parametre
$\Delta\rho$	:Artık özdirenç
ISE	: Tipik çentik boyut etki
RISE	: Ters çentik boyut etki
MK	: Meyer Kanunu
ONDM	: Orantılı Numune Direnci Modeli
MONDM	: Modifiyeli Orantılı Numune Direnci Modeli
EPD	: Elastik/Plastik Deformasyon
HK	: Hays Kendall
ÇKÇ	: Çentik-Kaynaklı Çatlak
n	: Herhangi bir uygulanan kuvvetteki Meyer sayısını gösterir
α	:Yüzey enerji parametresi
β	: Yükten bağımsız mikrosertlik sabiti
$\psi(r)$	:Dalga fonksiyonu

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim boyunca ve tez çalışmamın her safhasında yanımda olan, varlığını hissettirip güven aşılayan danışmanım saygı değer hocam Doç. Dr. Murat PAKDİL'e,

Engin bilgilerini esirgmeden benimle paylaşan, gece gündüz her aradığımda beni geri çevirmeyip değerli vaktini bana ayıran, yanımda olduğunu hissettirip motive eden kıymetli hocam Doç. Dr. Gürcan YILDIRIM'a,

Tezime yapıcı fikirleriyle katkı sağlayan Sakarya Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümünden saygı değer hocam Prof. Dr. Vahdet UÇAR'a,

Zor zamanlarımda her türlü teknik desteği sağlayan ve moralimi yüksek tutan hocam Doç. Dr. Mustafa KIRALAN'a

ayrı ayrı teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, her zaman yanımda olduklarını hissettiren değerli çalışma arkadaşlarım Arş. Gör. Habibullah BİLGE ve Arş. Gör. Mehmet Fatih KAHRAMAN'a,

Tezimde sağladığı teknik desteğinden ötürü Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden Arş. Gör. Dr. Yusuf ZALAOĞLU'na teşekkürlerimi sunarım.

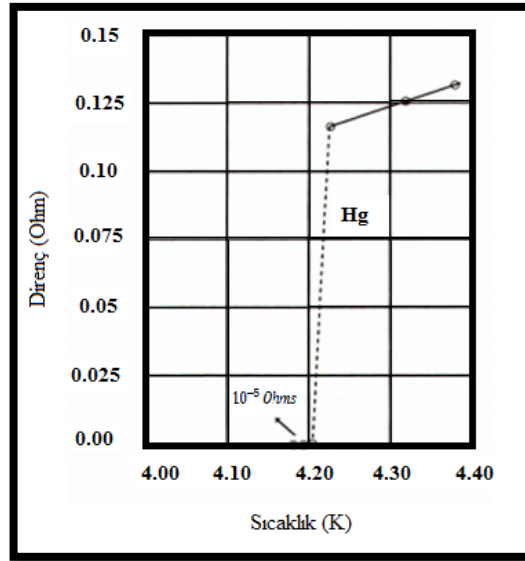
Beni yetiştirip bugünlere getiren, her türlü zor zamanımda yanımda olan ve üzerimdeki haklarını hiçbir zaman ödeyemeyeceğim canım babam Cemal AKKURT ve canım annem Hatice AKKURT'a; birtanecik kardeşim Burcu AKKURT'a teşekkür ederim.

Bahadır AKKURT

1. GİRİŞ

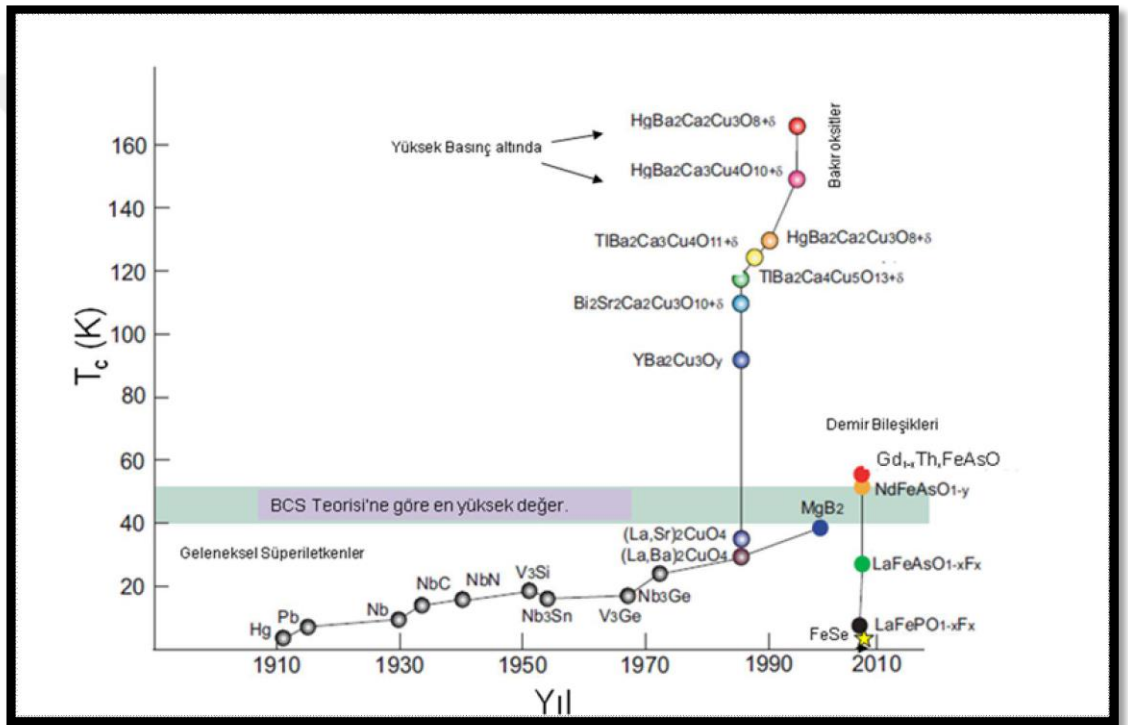
1.1 Süperiletkenliğin Ortaya Çıkışı ve Tarihi Gelişim Süreci

Kamerlingh Onnes 1911 yılında civa üzerinde yaptığı deneyler sırasında civanın direncinin 4.19 K değerinde aniden sıfıra düşmesiyle Süperiletkenliği keşfetti ve bu olayı süperiletkenlik olarak isimlendirdi (Yaşar, 2009). Süperiletkenliğin serüveni civa elementinin süperiletkenlik özelliğinin bulunmasıyla başlamıştır. Bu serüvenin ilk yıllarında materyaller uygulama alanlarında kendilerine uygulama alanında yer bulmakta zorlanıyorlardı. Çünkü düşük kritik geçiş sıcaklıkları ve kritik akım yoğunluklarına sahiptiler. Çok kısa zaman geçmeden bilim adamları endüstride kullanılan diğer bazı elementlerin de (kurşun, alüminyum gibi) süperiletkenlik davranışını sergilediklerini buldular. Takip eden yıllarda kurşun, niyobyum nitrat ve çok tabakalı kuprat gibi bazı element, alaşım ve bileşiklerin de süperiletkenlik gösterdiği keşfedilmiştir. Bu malzemelere elektrik akımı uygulandığı zaman herhangi bir kaynaktan güç almaksızın akım sonsuza akmaya devam etmesi gerekiyordu. Bu sebeple de, süperiletkenlik durumu klasik mekanik yerine kuantum mekaniği ile ifade edilen bir alan olmuştu (Meissner ve Ochsenfeld, 1933).



Şekil 1.1. Mutlak sıcaklığın Civa'nın öz direncine etkisi (Onnes, 1913)

Yıl 1933'ün henüz başı iken, süperiletkenliği tanımlamada elektriksel özdirencin sıfır olmasının tek başına yetersizliği saptandı (Meissner ve Ochsenfeld, 1933). Meissner ve Ochsenfeld 1933 yılında bir manyetik alan içinde süperiletken malzemeyi soğuttuklarında alanın numunenin içerisine girmediğini gözlemlediler. Bu durum Meissner etkisi olarak ifade edilir. 1950 yılında Landau ve Ginzburg kurguladıkları bir sistemle normal hal ile süperiletken arasındaki farkı ortaya koydular. 1957 yılında J. Barden, L. Cooper ve J. R. Schrieffer süperiletkenlik teorisini mikroskopik açıdan ortaya koydular ve soyadlarının baş harfleri olan BCS teorisi olarak isimlendirdiler (Yaşar, 2009).



Şekil 1.2. Kritik sıcaklık (T_c) göz önünde bulundurularak süperiletkenliğin tarihsel süreci (Malaeb, 2009; akt. Hacısalihoğlu, 2011).

İlk olarak yüksek sıcaklık süperiletkenleri 1986 yılında Müller ve Bednorz tarafından La-Ba-Cu-O'dan oluşan sistemde gözlemlendi. İlerleyen zamanlarda bu konu üzerindeki çalışmalara devam edildi. Büyük öneme sahip olan kritik geçiş sıcaklığını 40 K'den 52 K'e kadar çıkarmayı başardılar. La yerine yitriyum elementi konularak 1987 yılında süperiletkenlik geçiş sıcaklığını 52 K değerinden 90 K değerinin üzerine çıkarmayı başardılar. 90 K değeri 77 K olan sıvı azot sıcaklığından yüksek olması yüzünden çok büyük önem taşır. Devam eden süreçte 1988 yılında Bi-Sr-Ca-Cu-O düzeninde 110 K ve Ti-Ba-Ca-Cu-O sisteminde ise 125 K de

süperiletkenlik gözlemlendi. 1995 yılında ise 138 K kritik sıcaklığına sahip $\text{Hg}_{0.8}\text{Ti}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.33}$ bileşiği bulundu. Akimutsu ve ekibi 2001 yılında MgB_2 in 39 K’de süperiletken olduğunu keşfettiler. Akimutsu ve arkadaşları bu bulguyla beraber metalik bir malzemenin ilk defa 39 K gibi bir kritik sıcaklıkta süperiletken olacağını saptadılar (Yaşar, 2009).

1.2 Süperiletkenlerde Fiziksel Özelliklerin İncelenmesi

1.2.1 Sıfır Direnç

Süperiletkenliğin belirlenmesindeki en temel özelliklerden biridir. Sıfır direnç durumu direncin sıcaklıkla değişimiyle ve manyetik doygunluğun ölçülmesi yardımıyla saptanır. Saf metallerdeki direnç tek başına sıcaklığa bağlı fononlardan elektron saçılmasıyla olurken, diğer metallerde fononlardan, kristal yapıdaki kusurlardan ve yapı içindeki safsızlıklardan saçılan elektronlardan kaynaklanmaktadır (Battal, 2015). Bu fononlardan, yapı içindeki kusurlardan ve safsızlıklardan kaynaklanan elektronlar iletken boyunca saçılırlar.

Poole’ye göre Matthisen kuralı ise metaldeki direncin fononlardan ve örgü kusurlarından gelen katkıdan oluştuğunu söyler.

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_f(T) \quad (1.1)$$

ρ_0 ; sıcaklığa bağlı olmayan örgü kusuru kaynaklı katkıyı gösterir. $\rho_f(T)$; fonon kaynaklı ve sıcaklıkla ilişkili olan katkıyı gösterir (Cevizci, 2013).

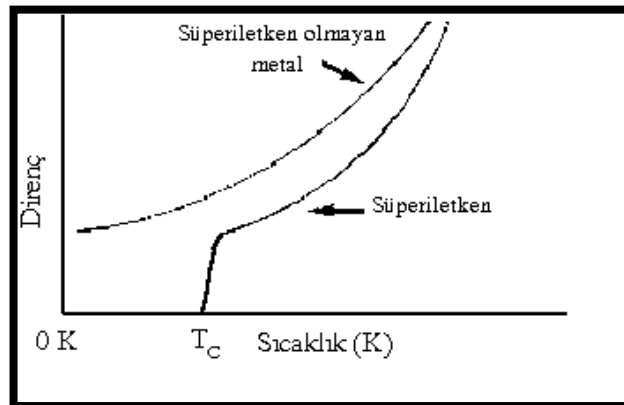
Burada $\rho_f(T)$ yüksek sıcaklıklara ulaşıldığında T sıcaklığıyla orantılıdır. Fakat Poole’ye göre düşük sıcaklıklarda T^5 ile orantılıdır (Cevizci, 2013’te atıfta bulunulduğu gibi). Sıcaklığın düşmesiyle dirençte sürekli azalma olur. Bu düşme sırasında sıcaklık kritik sıcaklığa geldiğinde direnç birden sıfır olur. Direnç sıfır olduğu için süperiletken bir halkada akım enerji kaybı yaşamadan uzun süre akabilir. Akım oluştuğunda elektronların çiftlendiği durumu olduğu varsayılır. Bu oluşan çiftlerde dalga vektörlerinin toplamı sıfır olmaz. Elektron çiftleri yeterli olan enerjiyi

kullandıklarında, elektron saçılması meydana gelmez ve sıfır direnç elde edilir (Battal, 2015).

1.2.2 Kritik Sıcaklık (T_c)

Süperiletkenlik gösteren element, alaşım ve bileşiklerde direncin sıfırlandığı sıcaklığa kritik sıcaklık denir (Cevizci, 2013). Kritik sıcaklık süperiletken malzemelerin en temel özelliklerinden bir diğeridir. Her metal için farklı değerde olan kritik sıcaklık değeri T_c ile gösterilir. Metallerde safsızlıklar tamamen giderilemediği için geçiş sıcaklığı çok keskin değildir. Metallerin en temel özelliklerinden biri olarak sıcaklığın düşüşüyle birlikte elektriksel direncin azaldığını söylemiştik. Metalden akım geçirildiğinde, elektronların kristal yapılarında atomik boyutlarda çarpışmalar meydana gelir. Bu çarpışmalar sonucunda da ısı açığa çıkar. Atomlar üzerinde ısı etkisiyle titreşimler olur. Bu yüzden de denge durumundan sapmalar meydana gelir. Isı kaynaklı titreşimler, yapıdaki safsızlıklar vb. durumlarla birlikte elektronların iletim sırasında hareketleri bozulur. Elektriksel direnç artışı meydana gelir (Yaşar, 2009).

Süperiletkenlik durumunda kritik sıcaklık civarlarında numune normal elektrik direncine sahipken birden sıfır direnç durumunu gösteren süperiletkenlik durumuna geçiş yapmaktadır (Taylor ve Zafaritos, 1996). Şekil 1.3'te normal metaldeki ve süperiletkendeki direncin sıcaklıkla değişimi gösterilmiştir.



Şekil 1.3. Normal metal ve süperiletkenin direnci üzerine sıcaklığın etkisi (Taylor ve Zafaritos, 1996)

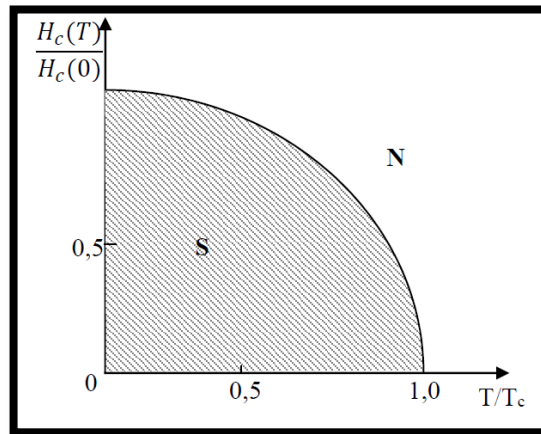
1.2.3 Kritik Manyetik Alan (H_c)

Süperiletken malzeme, manyetik alan içerisinde koyulduğunda manyetik alanı dışarıladığı (diyamagnetiklik) görülmektedir. Numune manyetik alan şiddeti arttıkça belli bir şiddete kadar süperiletkenliğini korur, fakat kritik değere ulaştıktan sonra normal fazına döner. Sonrasında malzeme akıma karşı direnç oluşturur. Kritik manyetik alan H_c ile gösterilir. Bu alan sıcaklığın bir fonksiyonudur ve süperiletkenliği bozar (Cevizci, 2013).

Kritik manyetik alanın sıcaklıkla olan ilişkisini gösterecek olursak;

$$H_c(T) = H_c(0)[1 - (\frac{T}{T_c})^2] \quad (1.2) \text{ (Rose-Innes,1978)}$$

Bu ilişki (1.2) denkleminde olduğu şekildedir. Burada $H_c(0)$ bize mutlak sıfır sıcaklığı anındaki kritik manyetik alanı gösterir. Denkleme bakacak olursak; Sıcaklık ile T_c arasında ilişki söz konusudur. Sıcaklık kritik sıcaklık değerine yaklaştıkça kritik manyetik alan değerinde azalma meydana gelir. Kritik değere eşit olduğunda kritik manyetik alanın değeri sıfıra eşit olur. Sonuç olarak dış manyetik alan numunenin içine girer ve süperiletkenlik özelliği yok olur. Malzemeye gelen dış manyetik alanın büyüklüğü kritik akım değerinden yüksek ise direnç oluşur, eğer kritik manyetik alan değerinden düşükse numunenin akıma karşı gösterdiği direnç sıfırdır (Cevizci, 2013).



Şekil 1.4. Sıcaklığın kritik manyetik alan üzerine etkisi (Müller ve Ustinov,1997).

1.2.4 Süperiletkenlerde Kritik Akım (I_c) ve Kritik Akım Yoğunluğu (J_c) Kavramları

Bir tel içinden akım geçtiği zaman manyetik alan oluşturur. Süperiletken malzemelerin içerisinde de akım geçmektedir. Bu geçen akım süperiletken malzemede manyetik alan oluşturur. Manyetik alanın değeri kritik akım değerini aşarsa süperiletkenlik kaybolur. Kritik akım I_c ile gösterilir ve aşılmaması gereken akım değeri olarak ifade edilir. Bu kritik değeri aşma durumunda ise numune yapısında direnç oluşturur ve normal hale dönüş yapar. Numune üzerinde bulunabilecek akım şiddeti numunenin yapısına ve biçimine bağlıdır (Cevizci, 2013).

Süperiletken malzemenin direnç göstermeden taşıyabileceği en yüksek akım, kritik akım yoğunluğu olarak tanımlanır. J_c sembolüyle gösterilmektedir. Cooper çiftlerinin bozulması J_c nin belirlenmesindeki faktörlerden biridir. Burada Cooper çiftlerinin bozulma yoğunlukları önemlidir. Ayrıca ikinci tip süperiletken malzemelerde girdap hareketleri de önemlidir. Süperiletken numunenin yapısında tanecikler ve tanecikler arasında da bağlar bulunmaktadır. Bu bağların yanı sıra yalıtkan bir tabakada atomlar arasında bulunabilir. Sonuç olarak tanecikler arasında oluşacak girdaplar akım yoğunluğunu belli derecede kısıtlar (Yazıcı, 2010).

Kritik akım yoğunluğu(J_c), sıcaklık kritik sıcaklık değerine ulaştığı zaman artmaya başlar, sıcaklık sıfır olduğu zaman ise en yüksek değerine ulaşır (Yazıcı, 2010).

Tel biçimindeki bir süperiletken malzemenin akım yoğunluğunu(J) ele alacak olursak;

$$J=J_t+J_s \quad (1.3)$$

olarak gösterilir (Aymak, 2007).

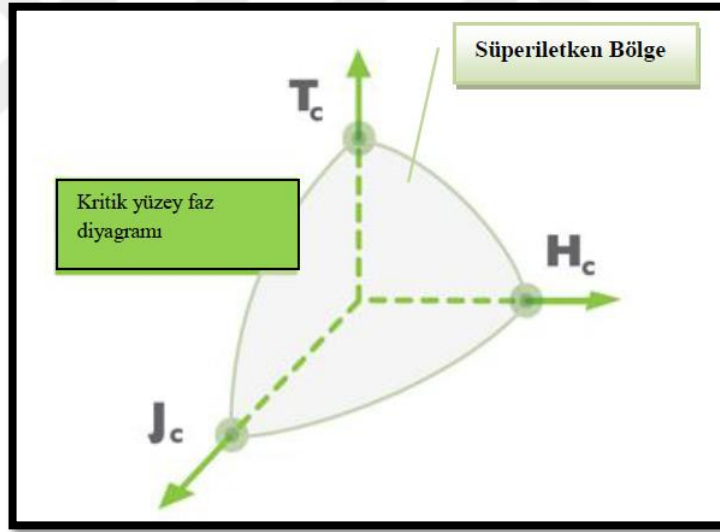
Burada;

J_t : İletim akımlarının ortaya çıkardığı akım yoğunluğu

J_s : Perdeleyici akımlar sayesinde ortaya çıkan akım yoğunluğu

olarak ifade edilir. Süperiletken malzeme manyetik alan içerisine bırakıldığında malzemenin dışından içerisine doğru manyetik akı girişi olur. Yukarıda bahsedilmiş olan perdeleme akımları bu içeriye giren akımları durduracak şekilde hareket ederler. Yukarıdaki formülde de görüldüğü gibi kritik akım yoğunluğunun hesaplanmasında perdeleme akım yoğunluğuyla iletim akımlarının kullanılması bu nedenledir. Önemli olan nokta toplam akım yoğunluğunun kritik akım yoğunluğuyla olan ilişkisidir. Eğer toplam akım yoğunluğu kritik akım yoğunluğundan düşük kalırsa numunenin süperiletkenlik özelliği kaybolmuş olur. Burada akım yoğunluğu kritik değerine ulaştığı zaman manyetik alan şiddeti de kritik değerine ulaşır. Kritik manyetik alan şiddeti sıcaklık arttıkça azalır. Kritik akım yoğunluğu da sıcaklıkla ters orantılıdır. Sıcaklık kritik değere ulaştığı zaman kritik akım yoğunluğu ve kritik manyetik alan şiddeti sıfır olur (Poole, Datta ve Farach, 1988)

Bu durum Şekil 1.5'ten de görülebilmektedir.

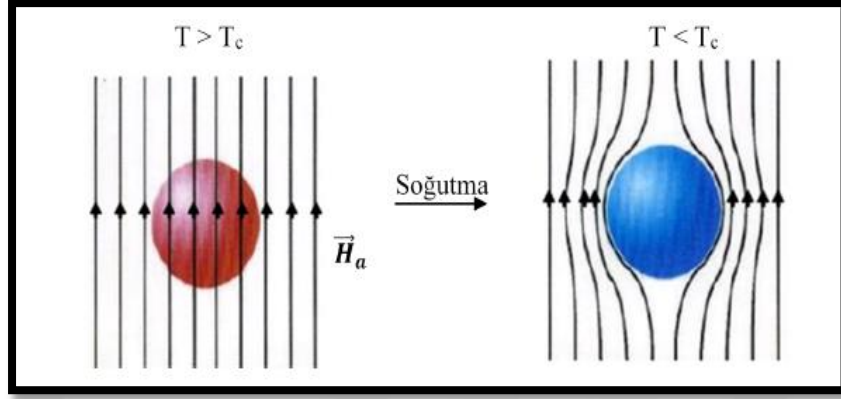


Şekil 1.5. Süperiletkenlere ait kritik yüzey faz diyagramı (Cevizci, 2013)

1.2.5 Meissner olayı

Bir süperiletken malzemede, süperiletken yapıyı bozmadan malzeme üzerine gelebilecek en büyük akım değerinin 1.2 denklemi ile bulunduğunu söylemiştik. Süperiletken malzemeler normal şartlar göz önünde bulundurulduğu zaman manyetik özelliğe sahip olmadıkları için Şekil 1.6 da görüldüğü gibi manyetik alan içerisine konulduğu zaman manyetik alan çizgileri herhangi bir direnç ile karşılaşmadan

malzeme içersinden geçerler. Eğer malzemenin sıcaklığı kritik sıcaklık değerinin altına düşürülürse manyetik alana ters olacak şekilde manyetik alan oluşur ve bu manyetik alan manyetik alan çizgilerini dışarlar(Şekil 1.6) (Aksan, 1998).



Şekil.1.6. Sıcaklığa bağlı olarak manyetik alanın malzeme üzerindeki dışarlanmasının gösterilmesi (Abdioğlu, 2015)

Kritik sıcaklığın altındaki değerlerde yüzeye yakın küçük bir tabakanın dışında manyetik akı dışarlanır. Yeterli uygunluktaki sıcaklığa düşüldüğü zaman ise tamamen dışarlama görülür (Meissner Olayı) (Abdioğlu, 2015).

Manyetik alanın hesaplanmasında aşağıdaki denklem kullanılır (Hacısalıhoğlu, 2011).

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{M} + \vec{H}) \quad (1.4)$$

Süperiletken malzemeler de $\vec{B}=0$ olur.

Yani;

$$(\vec{M} + \vec{H}) = 0$$

$$\vec{M} = -\vec{H} \quad (1.5)$$

olur.

Böylece uygulanan manyetik alana karşı maddenin göstermiş olduğu tepkiyi gösteren(kusursuz diyamagnetiklik için) manyetik alınganlık değeri “-1” bulunur (Hacısalıhoğlu, 2011).

$$\chi = \frac{d\vec{M}}{d\vec{H}} = -1 \quad (1.6)$$

1.2.6 Nüfuz derinliği

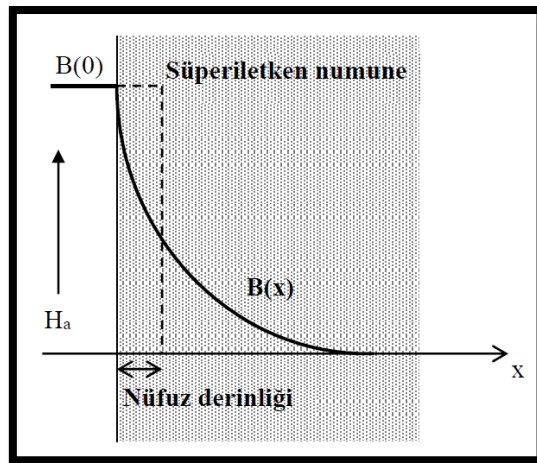
Süperiletken bir malzeme manyetik alana maruz bırakıldığında manyetik alan malzeme içersine girer ve malzeme içersindeki manyetik akı birden yok olmaz üstel fonksiyonla azalış gösterir. Bunun sebebi süperiletken malzeme yüzeyinde oluşan vortex akımlarıdır. Vortex yani perdeleme akımları malzeme içersindeki akıyı sıfırlamaya çalışır (Yılmaz, 2015). Yüzeyde oluşan bu akımlar sadece ince bir tabaka halinde değil malzeme içersine nüfuz ederek sonsuz kalınlıkta akarlar. Burada yaklaşık 100 nm kadar ince bir alanda malzemenin yüzeyinden içersine doğru B alanı oluşturacak şekilde olur.

Burada B alanını;

$$B(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1.7) \text{ (Mourachkine, 2004)}$$

Formülüyle hesaplayarak alan değişimini buluruz. Burada B_0 tam yüzeydeki alandır ve exponansiyel olarak azalma gösterir. Bu formüldeki x değeri bize yüzeyden olan uzaklığı gösterir. λ nüfuz derinliğidir.

Manyetik alanın süperiletken malzemedeki değişimi Şekil 1.7 deki gibi gösterilmektedir.



Şekil 1.7. Süperiletken malzeme içersindeki manyetik alanın, yüzeye olan mesafe ile değişimi (Rose ve Rhoderick, 1980).

Bu şekilde süperiletken malzeme kesikli çizgi ile gösterilen kısmın sağ tarafındadır. x in sıfırdan küçük olduğu bölgede manyetik alan B_0 'dır.

Nüfuz derinliğinin değeri 10 ile 100 nm arasındadır. λ , sıcaklığa bağlı olarak denklem 1.8 de görüldüğü gibi değişmektedir.

$$\lambda(T) = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.8) \text{ (Parinov, 2007).}$$

Denklemde;

λ_0 , 0 K sıcaklıkta olan nüfuz derinliğidir. Sıcaklık kritik sıcaklık değerine yakınsaması durumunda nüfuz derinliği (λ) sonsuzdur. Aynı zamanda sıcaklık kritik değere yaklaştıkça manyetik alan daha derinlere ulaşır. Sonuç olarak manyetik alan malzemenin tamamına nüfuz ederek malzemeyi normalleştirir (Küçükömeroğlu, 1999).

1.3 I. ve II. Tip Süperiletkenler

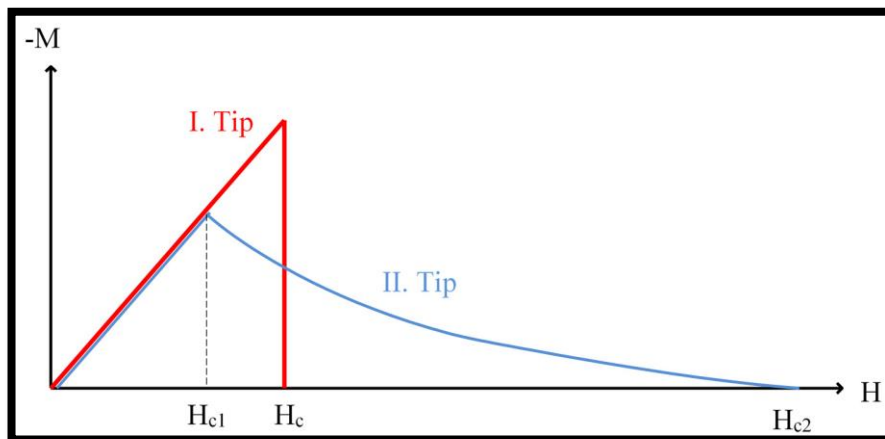
A. Abrikosov, 1950'li yıllarda süperiletkenleri manyetik alan içindeki durumlarına bakarak I. ve II. Tip olmak üzere iki sınıfa ayırmıştır. Niyobyum (Nb) ve Vanadyum (V) dışında süperiletkenlik gösteren tüm metalik elementler I. tip süperiletken sınıfındadır. Niyobyum (Nb) ve Vanadyum (V) elementleri de dâhil olmak üzere süperiletkenlik gösteren tüm bileşikler ve alaşımlar (Nb_3Sn , NbTi gibi) II. tip süperiletken kategorisinde gösterilmektedir. Bütün yüksek sıcaklık süperiletkenleri ise II. tip süperiletken sınıfına dâhil edilmiştir (Yaşar, 2009).

I. tip kategorideki iyi bir süperiletken, kritik manyetik alan (H_c) değerine kadar tamamen diyamanyetik olup manyetik alanı dışarlar. Kritik manyetik alan değerinden daha büyük bir değere ulaştığında süperiletkenlik durumu birden ve bütünüyle kaybolur. H_{c1} (kritik manyetik alan I) ve H_{c2} (kritik manyetik alan II) olmak üzere II. tip kategorideki süperiletkenlerde iki adet manyetik alan mevcuttur. Burada H_{c1} 'den daha büyük bir manyetik alan uygulandığında süperiletkenlik özelliği ortadan kalkmaz. I. kritik manyetik alan değerinden büyük bir alanda manyetik alan belli bölgelerde kısmi olarak dışarlanır, ama numune elektriksellik

bakımından süperiletken olma özelliğini devam ettirir (Yaşar, 2009). Bu durumu şu şekilde açıklayabiliriz; H_{c1} ile H_{c2} değerleri arasında uygulanan alanlarda numunemiz, manyetik alanın süperiletken numuneye, akı çizgileri ve akı tüpleri şeklinde girdiği ve karışık durum olarak isimlendirilen durumdadır. Küçük silindirik ve küçük tüp formundaki bu akı çizgiler ‘‘vorteks’’ olarak isimlendirilir ve süperiletken bölgeler tarafından etraflıca sarılmış durumdadırlar. Manyetik alanın değerinin artmasıyla sayıca vorteksler artar. Birleşen vorteksler büyüyerek normal hale geçerler. Bu sebeple uygulanan manyetik alanın değeri üst kritik manyetik alanın değerini aştıktan sonra numune artık süperiletkenlik özelliğini yitirir ve uygulanan alan tamamen numunenin içine girer. II. tip süperiletkenler düşük H_{c1} ve yüksek H_{c2} manyetik alan değerlerine sahiplerdir (Cevizci, 2013).

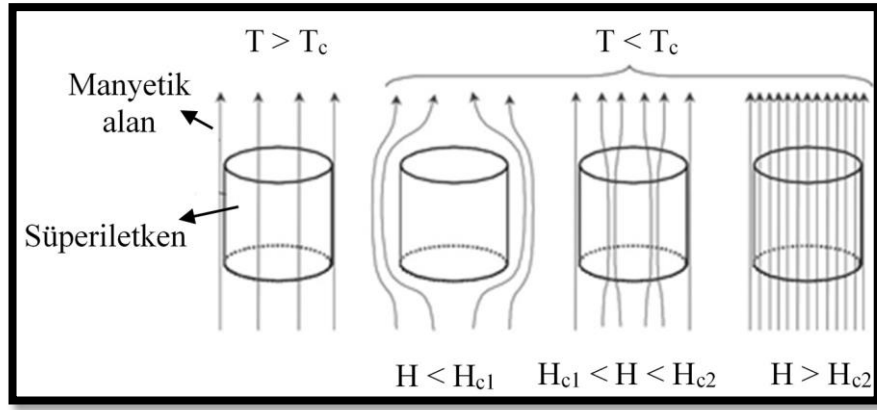
I. kritik manyetik alan değerinden büyük bir alanda manyetik alan belli bölgelerde kısmi olarak dışarlanır, ama numune elektriksellik bakımından süperiletken olma özelliğini devam ettirir. Yalnızca H_{c2} alan değerinden ($\cong 100$ kGauss) yüksek bir değerden sonra dış akı tamamıyla numune içine girmeye başlar. Bu sayede süperiletkenlik ortadan kalkar (Yaşar, 2009).

I. ve II. tip süperiletkenlerin manyetik alan içindeki davranışları Şekil 1.8’de gösterilmektedir.



Şekil 1.8. I. ve II. tip süperiletkenlerin manyetik alan içindeki davranışları (H_c kritik manyetik alan) (Patel, 2013)

II tip süperiletken malzemelere akı girişi Şekil 1.9’da gösterilmiştir.



Şekil 1.9. II. tip süperiletken malzemelerde kademeli olarak akı girişi (Krabbes vd., 2006).

2. SÜPERİLETKENLİK TEORİLERİ

2.1 London Teorisi

Fritz ve Henry London kardeşler, I. tip süperiletkenler için elektriksel iletkenliği incelerken aynı zamanda Meissner olayını da incelemişlerdir. Yaptıkları çalışmalar da Maxwell denklemlerine ilave olarak süperiletken malzemelerdeki elektromanyetik alanı açıklayan iki denklem bulmuşlardır. London teorisinin asıl ortaya çıkış hikayesi klasik yüklü bir sıvının hiçbir engelle karşılaşmadan, akan akımında girdapsız olarak akmasından yola çıkılarak başlamıştır (Yaşar, 2009).

Süperiletken malzemelerden London Teorisine bağlı olarak şu sonuçlara ulaşılmıştır:

- Süperiletken malzeme içerisindeki manyetik akının sadece bir kısmı malzemenin dışarısına çıkabilir, çıkamayan kısmı ise algılanabilecek düzeyde London nüfuz derinliği olarakta açıklanan malzeme yüzeyine çok yakın kısımda görülür.
- Nüfuz derinliği olarak ifade edilen λ sıcaklıkla ilişkili olarak değişir, Mutlak sıfırdaki λ değeri:

$$\lambda(T) = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.1) \text{ (Parinov, 2007).}$$

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.2) \text{ (Parinov, 2007).}$$

dir. Denklemlerde görüldüğü gibi sıcaklık mutlak sıcaklıktan başlayarak arttırıldığında nüfuz derinliği artar. Kritik değere ulaşıncaya sonsuz olur. Numune bu anda normale döner akıyı dışarlamaktan vazgeçer. Bu teori meissner etkisini bu şekilde açıklamış olur.

- Bir diğer önemli sonuç süperiletken malzeme içerisindeki manyetik akıyı yok eden yüzeye çok yakın yüzey akımlarıdır.

Süperiletkenler için ohm yasası aşağıdaki gibi gösterilmektedir:

$$\vec{J} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2}\vec{A} \quad (2.3) \text{ (Yaşar, 2009)}$$

Bu denklem bize herhangi bir andaki $\vec{A}$ (akım yoğunluğu) nın o andaki $\vec{J}$ (vektör potansiyeli) arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Bu teoride normallik ve süperiletkenlik arasındaki bölgede yer alan ara yüzey enerjisini pozitif olarak gösterebilir. Bu teorinin eksikliği ara yüzey enerjisinin negatif olmasını ifade edememesidir. Bu yüzden I. tip süperiletken malzeme davranışları bu teoriyle incelenebilirken, II. tip süperiletken malzemelerin davranışları incelenememektedir (Yaşar, 2009).

2.2 Ginzburg-Landau Teorisi

Ginzburg ve Landau 1950 yılında yürüttükleri çalışmalar sırasında süperiletkenlik elektronu davranışını London teorisiyle ilişkilendirerek London teorisine alternatif olan bu teoremi bulmuşlardır (Özkan, 2010). Ginzburg –Landau teorisi süperiletken fazlar için kullanılan ilk kuantum mekaniksel yaklaşımdır (Yaşar, 2009). Bu teori II. Tip Süperiletkenlerin keşfedilmesini sağlamıştır.

Süperiletken malzemeler için önemli olan eşyuum uzunluğu(koherans) kavramı bu teoremde geçmektedir. Bu terim süperiletken malzeme bir manyetik alana maruz kaldığında, malzeme içinde belli bir referans noktasına bağlı olarak oluşan manyetik alanda elektron yoğunluğunun değişmeden ilerlediği uzunluk olarak ifade edilir (Özkan, 2010).

Kuantum mekaniksel yaklaşımına göre süperiletkenlik özelliğine sahip elektron dalga fonksiyonu ile tanımlanmaktadır. Dalga fonksiyonu “ $\psi(r)$ ” ile gösterilmektedir (Rose-Innes, 1978).

$\psi(r)$ ile ilişkili olarak I.Ginzburg Landau denklemi;

$$\alpha\psi + \beta\psi|\psi|^2 \frac{1}{4m} (i\hbar\nabla + \frac{2e}{c}A)^2 \psi = 0 \quad (2.4) \text{ (Rose-Innes, 1978).}$$

Bu denklem dalga fonksiyonu ψ için yazılmış için Schrödinger dalga denkleminin lineer olmayan terimlerin bulunduğu hali gibidir (Kadioğlu, 2010).

$$(i\hbar\nabla\psi + \frac{2e}{c}A)n = 0 \quad (2.5) \text{ (Rose-Innes, 1978).}$$

Gibbs Serbest enerjisi indirgenerek;

$$J_s(\vec{r}) = -(iq\hbar/2m)(\psi^*\vec{\nabla}\psi - \psi\vec{\nabla}\psi^*) - (q^2/mc\psi^*\psi\vec{A}) \quad (2.6) \text{ (Rose-Innes,1978).}$$

Süper akım yoğunluğu elde edilir. Bu eşitlikte A :vektör potansiyelidir ve $\vec{A}$ bağlı olarak II. Ginzburg Landau eşitliği elde edilmiş olur.

I.Ginzburg Landau denkleminde $A=0$, $\beta|\psi|^2 \ll \alpha$ alınarak;

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = \alpha \psi \quad (2.7) \text{ (Rose-Innes, 1978).}$$

Denklemi elde edilir. Çözüm gerçekleştirildiği zaman; $\exp(ix/\sqrt{\hbar^2/2m\alpha})$ elde edilir.Exponansiel içerisindeki $(ix/\sqrt{\hbar^2/2m\alpha})$ ifade koherans uzunluğu (ξ)'nin değerini verir. Ginzburg-Landau katsayısı (κ); nüfuz derinliği(λ)'nin eş uyum (koherans) (ξ) uzunluğuna bölünmesiyle bulunur (Yaşar, 2009).

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} = \left(\frac{mc}{q\hbar} \cdot \frac{\beta}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8) \text{ (Rose-Innes, 1978).}$$

olarak ifade edilir.

Süperiletken malzemenin hangi tipte olduğu Ginzburg-Landau katsayısı aracılığıyla saptanır. Eğer Ginzburg-Landau katsayı değeri $\frac{1}{2}$ ' den küçükse I. tip, $\frac{1}{2}$ 'den büyükse II. Tip süperiletkendir (Rose-Innes, 1978).

II. tip süperiletkenlerde H_{c1} ve H_{c2} skalaları arasında süperiletken bölgeler ve normal bölgeler aynı anda bulunur. Bu iki tür bölgeden oluşan karışık durum girdap olarak ifade edilir. Bu durumun sebebi, II. Tip süperiletkenlerde koherans uzunluğunun nüfuz derinliğinden küçük olmasıdır. I. tip süperiletkenlerde ise nüfuz derinliği koherens uzunluğundan küçüktür (Yaşar, 2009).

Ginzburg-Landau teorisi kritik sıcaklığa yakın olduğu sıcaklık değerlerinde geçerliliğini korur[$(T_c - T) \ll T_c$ gibi]. Sebebi, teorinin süperiletkenlik ve normal durum arasındaki faz geçişine dayanmasındandır. Fakat kritik sıcaklığa çok yakın olduğu değerlerde geçerliliği yoktur (Durmuş, 2011).

2.3 BCS Teorisi

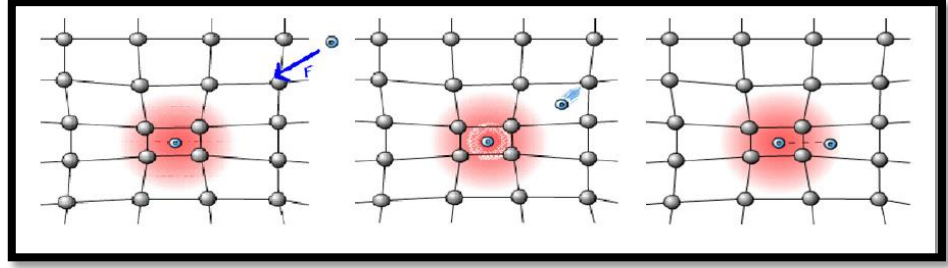
Bu teori; John Bardeen, Leon Cooper ve Robert Schrieffer tarafından, süperiletken fazlar için mikroskobik açıdan ortaya koyulan Ginzburg-Landau teorisi gibi mekaniksel bir teoridir (Yaşar, 2009).

BCS teorisi süperiletken malzemelerin içerisindeki elektronların birbirleriyle olan hareketlerini ele alır. Teorinin, Cooper çiftleri olarak isimlendirilen iki elektronun birbirine uyguladıkları çekim etkisiyle oluşan bağlar vardır (Özkan, 2010). Elektronlar arasındaki bu çekim etkileşimi yapıdaki örgünün titreşmesinden kaynaklanmaktadır (Yaşar, 2009).

Normalde Coulumb yasasına göre negatif yüklere sahip elektronların birbirini itmesi gerekir. L.Cooper ise elektronların birbirini itme kuvvetlerinden daha büyük bir kuvvetle birbirlerini çekebileceği bir görüş ortaya koymuştur. Bu görüşü kristal yapının içindeki iyon-elektron etkileşimi desteklemiştir (Yılmaz, 2015).

Eksi yüklü elektron, pozitif yüklü iyonla yaklaştığı zaman ağ örgüsünde yaklaştığı bölgede büzülme olur. Büzülmeyle birlikte elektron etrafı pozitif yüklenmiş olur. Bir başka elektron büzülme etkisiyle oluşan pozitif yüklerin etkisiyle gene o bölgeye doğru yönelir. Elektronlar ve örgüden oluşan sistem sayesinde elektronlar birbirini çekmiş olurlar. Burada örgü titreşimleri fononlardır (Özkan, 2010).

Bir malzemenin süperiletken özellik kazanmasını sağlayan Cooper çiftleri Şekil. 2.1 de görülmektedir. Burada elektronlar çiftlenerek yapı içerisinde daha düzgün ve rahat olarak geçerler (Özkan, 2010).



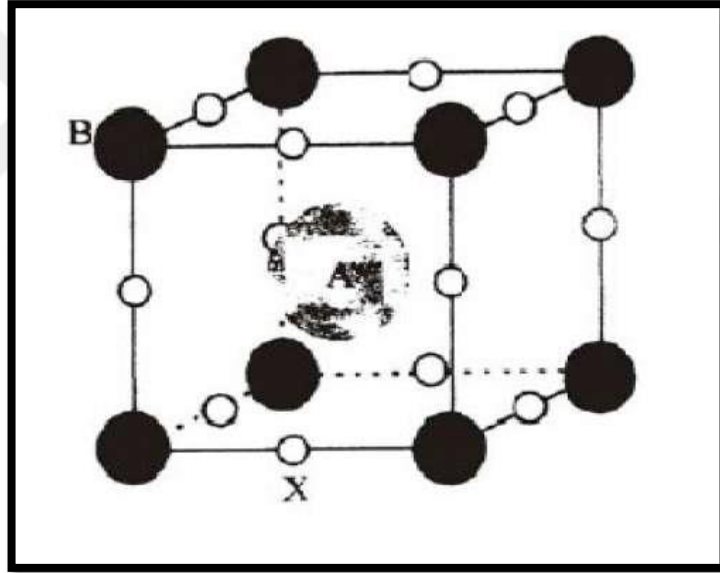
Şekil 2.1. Örgü bozulmasından kaynaklanan, elektronlar arasındaki çekici etkileşimin gösterimi (Özkan, 2010).

Bir fonon ile elektron çifti çarpıştığı zaman; Eğer fonon, elektronlar arasındaki çekim etkisinden daha yüksek enerjiye sahip ise süperiletkenlik ortadan kalkar. Mutlak sıcaklığa yakın bölgelerde fononun bu kadar yüksek enerjiye ulaşma imkanı yoktur. Kritik sıcaklığa doğru sıcaklık yükseldikçe fonon titreşimleri artar. Kritik sıcaklıkta elektron çiftleri arasındaki bağlar zarar görür ve süperiletkenlik biter, normal duruma geçiş olur (Özkan, 2010).

BCS teorisi düşük T_c değerine sahip olan II. tip süperiletkenlerin durumunu açıklayabilirken yüksek T_c değerlere sahip olan II. tip süperiletkenlerin durumunu açıklayamamaktadır. I. tip süperiletkenlerde ise; çok iyi iletken ve diamagnetik özellik gösteren türlerinde süperiletkenlik durumlarını açıklayabilmektedir (Yaşar, 2009).

3. SÜPERİLETKENLERE AİT KRİSTAL YAPILAR

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri yapı olarak perovskit adı verilen kristalografik aileden gelmektedir. Perovskitler ise özel bir atomik düzene sahiptirler. Normal şartlarda üç farklı kimyasal elementten oluşur ve ABX_3 şeklinde formülize edilir. İdeal yapısında A ve B atomları metalik katyonlar, X atomları metalik olmayan anyonlardır. A atomları B atomlarına göre boyut olarak daha büyüktür ve küpün merkezinde bulunur (Şekil 3.1). B katyonları ise küpün köşelerine yerleşmiştir. X anyonlarının konumu ise 12 kenarın orta noktalarına yerleşmişlerdir (Saxena, 2010).



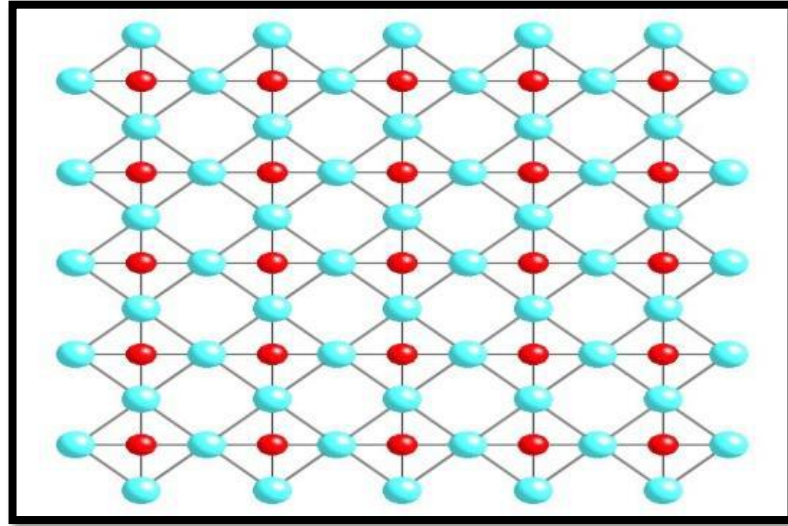
Şekil 3.1. Simetrik bir perovskit kristalin örgü yapısı (Askerzade, 2005)

CuO_2 düzlemleri içeren süperiletkenlerin (Kuprat) fiziksel özelliklerinin saptanması için kristal yapılarının (atomlarının yerlerinin ve dizilişlerinin) saptanması gerekmektedir. CuO_2 düzlemleri fazla sayıda anizotropik kristal yapıya sahiptirler. Bu yapı kupratların birçok fiziksel özelliğinin belirlenmesinde bize yardımcı olur. Geleneksel süperiletkenlerde eş uyum uzunluk London girinti derinliğinden daha uzun olduğundan dolayı yapısal etkinin bir önemi yoktur. Kupratlarda durum farklıdır katmanlı olmasından dolayı manyetik alan daha derine nüfuz eder (Cevizci, 2013).

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri genellikle tetragonal yapıya sahiptirler. Yapısında bir ya da birden fazla çok iyi iletken özelliğe sahip CuO_2 düzlemleri vardır. CuO_2 düzlemleri birbirinden yapısında toprak elementleri (Bi, O, Y, La, Ba vb.) olan düzlemlerle ayrılmaktadır. Bu yalıtkan düzlem tabakaları yük depoları olarak adlandırılırlar ve çok iyi iletken olan CuO_2 düzlemlerine yük taşıyıcıları sağlarlar (Cevizci, 2013).

Bahsetmiş olduğumuz CuO_2 düzlemlerinde, bakır iyonlarının her biri yaklaşık $1,9 \text{ \AA}$ aralıkla dört oksijen iyonu ile bağlanmıştır (Şekil 3.2). Karakteristik CuO_2 düzlemleri bulunan birçok bileşik üretilmesine rağmen bu bileşiklerde birim hücre başına düşen CuO_2 düzlemlerinin sayıları (N_1) birbirlerinden farklıdır (Mourachkine, 2002).

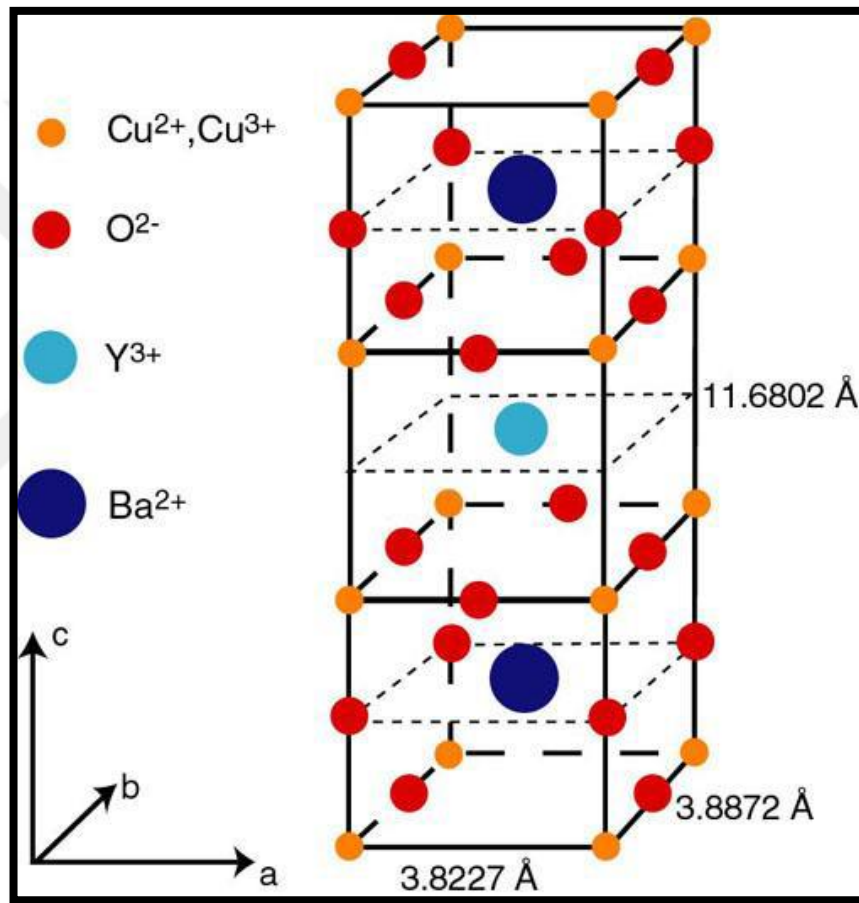
Yüksek sıcaklık süperiletkenlerindeki CuO düzlemleri sayısı ile kritik sıcaklık arasında doğrudan bir etkileşim bulunduğu fikri öne sürülmüştür. Bu düzlemlerin sayısında artış oldukça süperiletkenlik geçiş sıcaklığı (T_c) ilk başta artar, fakat N_1 parametresiyle göstermiş olduğumuz düzlem sayısı 3'e ulaştıktan sonra süperiletkenlik geçiş sıcaklığı düşer (Bilgili, 2007).



Şekil 3.2. CuO_2 düzleminin gösterimi (Cevizci, 2013)

3.1 Y-Ba-Cu-O (YBCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları

YBCO sıvı azot sıcaklığının üzerinde geçiş sıcaklığına $T_c > 77$ K sahip olan ilk süperiletken malzemedir. Bu sisteme ait kararlı bileşiklerden en çok üzerinde durulan $YBa_2Cu_3O_n$ genel formülüyle gösterilmektedir. YBCO süperiletken malzemeler yapılarındaki atom sayılarının oranlarına bağlı olarak 1-2-3 malzemeleri olarak da bilinmektedirler (Zan, 2006). Ortorombik birim hücreye sahip kristal yapıya sahiptirler. Örgü sabitleri sırasıyla $a \approx 3,82$ Å, $b \approx 3,89$ Å ve $c \approx 11,7$ Å değerlerine sahiptirler.



Şekil 3.3. YBCO süperiletken malzemesinin kristal yapısı (Cevizci, 2013)

CuO_2 -Y- CuO_2 tabakasının dış kısmında BaO düzlemleri ve Cu-O zincirleri bulunmaktadır. BaO tabakası iki CuO_2 düzlemini ikiye böler. CuO_2 düzlemlerini sadece tek bir Yttrium atomu bir arada tutar (Şekil 3.3). Yttrium atomunun yapıdaki rolü çok büyük öneme sahip değildir. Y yerine Lantanit serisinden +3 değerliğe sahip başka bir nadir-elementi sisteme koymak sistemin süperiletkenlik özelliğinde fark edilmeyecek düzeyde değişikliğe sebep olur. CuO_2 düzleminde yer

alan her bir bakır iyonu beş oksijen iyonu piramidi tarafından sarmalanmıştır (Mourachkine, 2002)

Tek boyutlu Cu-O zincirlerine sahip tek yüksek T_c süperiletkeni YBCO olarak bilinmektedir. Oksijen atomlarının bu dizilimlerde varolması süperiletkenlik açısından çok önemlidir. Oksijen stokiyometrisine çok hassas olan bu süperiletken bileşikler fiziksel ve yapısal olarak birbirinden farklı özelliklere sahip olmaktadır. Genel formülü $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ($0 \leq x \leq 1$) olarak gösterilir. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ in kritik sıcaklık değeri x değerlerinin değişimine bağlıdır. $x \geq 0,6$ olduğu zaman oksijen atomlarının zincirleri bulunmaz ve süperiletkenlik özelliği de bitmiş olur. x değerlerinin değişmesiyle birlikte $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 'nin kritik sıcaklık değeri de değişir. x değeri 0,6 değerine eşit veya bu değerden büyük olduğu zaman oksijen atomlarının zincirleri kaybolur, bu yüzden yapı süperiletkenlik özelliğini yitirir (Saxena, 2010).

3.2 Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları

Michael ve ekibi 1987 yılında 22 K sıcaklıkta akıma karşı direnç göstermeyen Bi-Sr-Cu-O bileşiğini bulmuşlardır. Maeda ve arkadaşları 1988 yılında Bi-tabanlı süperiletken yapıya Ca ilave ederek kritik sıcaklığı 105 K'e çıkartmayı başarmışlardır. Gene 1988 yılında Tokano ve grubunun Bi-Sr-Ca-Cu-O bileşiğine kurşun ilave ederek 110 K de sıfır direnç gösteren Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O bileşiğini bulmuşlardır. Bizmut tabanlı yüksek sıcaklık süperiletken ailesi 3 fazdan oluşur. Genel formül olarak $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$ ile gösterilir. Burada n değişkeni 1, 2 ve 3 değerlerini alır. Bi: Sr: Ca: Cu: O katyonlarının oranları ile 2201, 2212, 2223 isimlendirilirler. “n” değerlerini yerine koyacak olursak $Bi_2Sr_2CuO_6$, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ şeklinde fazlar ifade edilebilirler (Cevizci, 2013).

n değerlerimiz için fazlardaki tabakaların sıralanışını gösterecek olursak;

$n=1$ için $Bi_2Sr_2Cu_1O_y$ fazının tabakalarının dizilişi Bi-Sr-Cu-Sr-Bi

$n=2$ için $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$ fazının tabakalarının dizilişi Bi-Sr-Cu-Ca-Cu-Sr-Bi

$n=3$ için $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ fazının tabakalarının dizilişi Bi-Sr-Cu-Ca-Cu-Ca-Cu-Sr-Bi

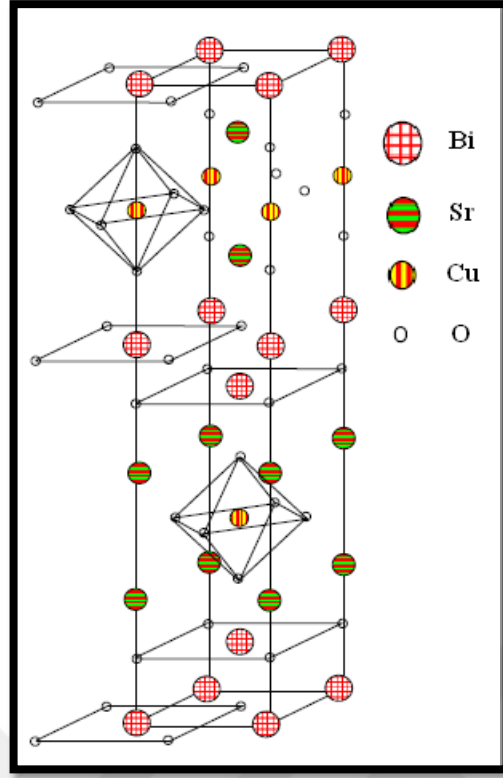
olarak ifade edilirler.

CuO₂ düzlemlerinde artış meydana geldikçe kritik sıcaklıkta da artış meydana gelir. Bi-tabanlı 2212, 2223 yüksek sıcaklık süperiletkenleri YBCO bileşiklerine göre daha üstün özelliklere sahiptirler. Suya ve nemli atmosferlere karşı gösterdikleri dirençler YBCO bileşiklerine göre daha fazladır. Aynı zamanda oksijen dengesi avantajına sahiptirler. Oksijen dengesinden kasıt 850°C ye kadar ısıtıldığında fazlarında herhangi bir oksijen kaybı ya da kazancı yoktur. Bi-tabanlı yüksek sıcaklık süperiletkenlerindeki Bi-O tabakaları vander walls bağlarına sahiptirler. Bu bağlar sayesinde yuvarlanma kabiliyetine sahiptirler. Yuvarlanma kabiliyetiyle birlikte bant şeklini alabilir, tünelleme ve diğer ölçümler içinde daha uygun hale gelmiş olur (Saxena, 2010). Bi-O tabakaları arasındaki bağlar oldukça zayıf olduğu için kolayca bölünebilirler. Bi tabanlı yapılarda oda sıcaklığında oksijen içeriği değişmez.

3.2.1 Bi₂Sr₂CuO₆ Bileşiğinin Kristal Yapısı

Cu-O, iki adet Sr-O ve iki adet de Bi-O düzlemlerinden oluşan Bi₂Sr₂CuO₆ (2201) bileşiği ilk olarak Tarascon ve ekibi tarafından bulunmuştur. Bu bileşikte Ca düzlemi bulunmamaktadır. Şekil 3.4'te Bi-2201 fazının kristal yapısı gösterilmiştir. Bu yapıda Bi-O düzlemi tabanda ve Cu-O düzlemi ise yapının merkezinde olacak şekilde yer almaktadır. Bi-O ve Cu-O düzlemi arasında ise Sr-O düzlemi bulunmaktadır (Cevizci, 2013).

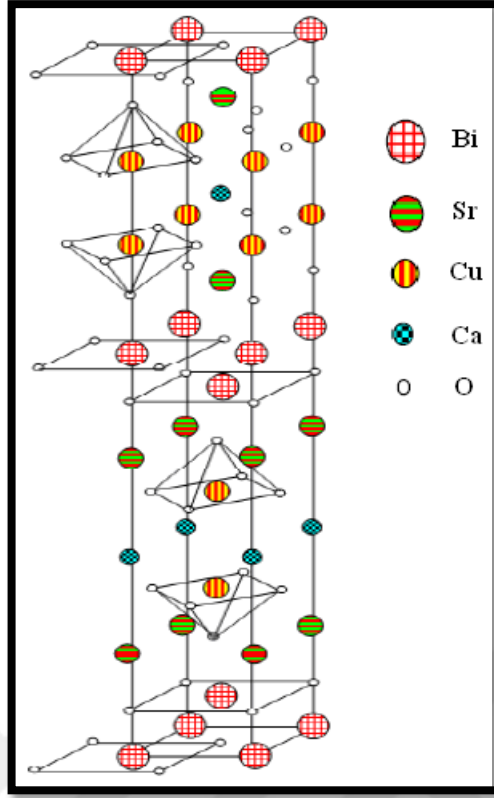
Birim hücreler bakımından gösterecek olursak, orijin baz alındığında (1/2, 1/2, z) kayma şeklinde yer almaktadır. Bu yerleşimde herhangi bir Bi atomu sonrasındaki oksijen atomunun altında olacak şekilde bulunur. Cu atomunun oksijen atomuna göre durumu oktahedral şeklindedir (Boğaz, 2006). Bu durumu açıklayacak olursak bileşikteki Cu atomu etrafında bulunan altı oksijen atomuyla oktahedral yapı oluşturur (Cevizci, 2013).



Şekil 3.4. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ fazının kristal yapısının gösterimi (Kılıç, 2000; akt. Zalaoglu, 2011)

3.2.2 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Bileşiğinin Kristal Yapısı

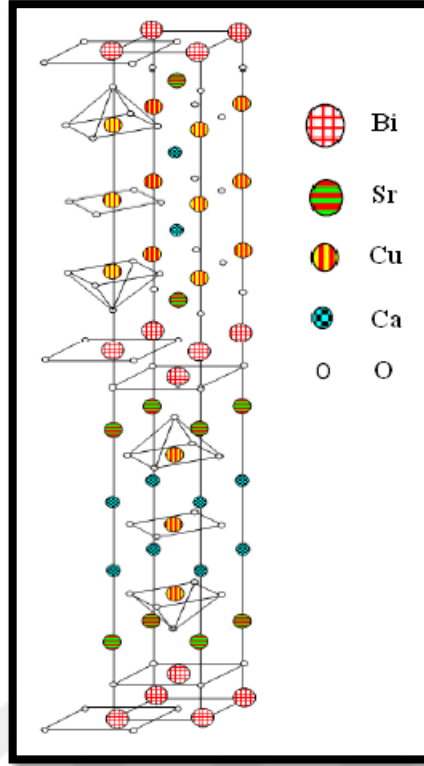
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ genel formülünde n yerine 2 değeri uygulandığında oluşur. Düşük sıcaklık fazı olarak da isimlendirilir. (2212) fazına sahiptir. Maeda ve ekibi, (2201) fazının yapısında bulunan üçlüye Ca katarak (2212) bileşiğinin kritik sıcaklığının 85 K olduğunu görmüşlerdir (Cevizci, 2013'te atıfta bulunulduğu gibi). $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ bileşiğinin kristal yapısını Şekil 3.5'te görmekteyiz. Bu yapıda (2201) bileşiğini oluşturan düzlemlere ilaveten, SrO düzlemleri arasında bir Ca-CuO_2 tabakası bulunur. Burada Ca atomu (oksijen atomu bulunmayan) iki adet olan CuO_2 düzlemini ikiye böler. Birim hücredeki katman yerleşim sırası $[(\text{BiO})_2\text{-SrO-CuO}_2\text{-Ca-CuO}_2\text{-SrO-(BiO)}_2]$ biçimindedir. Burada yer alan Cu atomları, etrafında bulunan 5 oksijen atomuyla kare tabanlı piramit olarak bağ yapar. Tetragonal örgü yapısına sahip olan Bi-2212'nin örgü sabitleri ise $a \approx 5,4 \text{ \AA}$, $b \approx 5,4 \text{ \AA}$ ve $c \approx 30,89 \text{ \AA}$ şeklindedir. Burada yukarda belirtmiş olduğumuz gibi Ca atomu CuO_2 düzlemini ikiye böler ve birim hücresi iki BiO (yarı iletken) tabakasından ve iki SrO (yalıtkan) tabakadan oluşur (Mourachkine, 2002)



Şekil 3.5. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ bileşiğinin kristal yapısı (Kılıç, 2000; akt. Zalaoglu, 2011)

3.2.3 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ Bileşiğinin Kristal Yapısı

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{n+4}$ genel formülünde n yerine 3 değeri uygulandığında oluşur. Geçiş sıcaklığı 110°K dir ve yüksek sıcaklık fazı olarak da (2223) adlandırılan süperiletken bir bileşiktir. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ bileşiğinin kristal yapısı Şekil 3.6'da gösterilmiştir. Burada (2212) bileşiğinin kristal yapısındaki düzleme Ca-CuO_2 tabakası ilave edilerek elde edilir. En yüksek kritik sıcaklık değerine sahip olan bileşik budur. SrO tabakaları arasında sıkışmış üç CuO_2 düzlemi vardır. Ca düzlemi (oksijen içermeyen), CuO_2 düzlemlerini birbirinden ayırmıştır. Birim hücredeki katman yerleşim sırası $[(\text{BiO})_2\text{-SrO-CuO}_2\text{-Ca-CuO}_2\text{-Ca-CuO}_2\text{-SrO-(BiO)}_2]$ şeklindedir. (2223) fazı birbirinden farklı Cu atomu içeren katmanlara sahiptir. Cu atomları oksijen atomlarıyla belli bir düzende uyum halindedir. Merkezde Cu atomu olmak üzeri etrafında dört oksijen atomu bulunmaktadır. Cu atomlarının altında ve üstündeki 5 adet oksijen atomuyla tabanı kare şeklinde olan piramitsel yapı oluştururlar (Cevizci, 2013).



Şekil 3.6. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ bileşiğinin kristal yapısı (Kılıç, 2000; akt. Zılaoğlu, 2011)

4. SERTLİK ve SERTLİK ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ

4.1 SERTLİK

Sertlik malzemenin mekanik özelliklerinden biridir. Katıların bileşimiyle ve yapısıyla yakından ilişkilidir. Bir maddenin sertliği sert bir cisimle çizilerek ya da kesilerek bulunabileceği gibi genellikle numuneye az zarar vermesi ve pratik olması yüzünden iz bırakma yöntemi kullanılmaktadır. Sertlik bağıl bir terimdir. Sertlik derecesini hesaplayabilmek için sertliği bilinen referans bir madde (sertleştirilmiş çelik, tungsten karbür, elmas) kullanılır. Sertlik deneyinde belli bir kuvvet etkisinde sert bir girinti(elmas piramit, vb.) ucu maddenin üzerine kalıcı bir iz bırakır. Burada malzemenin sertliğini hesaplayabilmek için uyguladığımız yük ile girintinin malzeme üzerinde bıraktığı girinti boyutu arasında ilişki kurulur (Cevizci, 2013).

Bir maddenin sertliğini bilerek biz malzemenin diğer özellikleri hakkında da yorum yapabiliriz. Mesela, bir malzemenin işlenebilirliği ile sertliği arasında bir ilişki söz konusudur. Genel olarak sertlik ve işlenebilirlik arasında ters bir ilişki vardır. Yani sert malzemelerin işlenmesi zordur (Askeland, 2010). Mikrosertlik sürekli ölçülen mekaniksel karakteristik değildir, yapısal özelliklerin bir araştırma biçimi olarak da gelişmektedir. Bu sebeple bu deneyler bir maddeyi sınıflandırmada önemli yere sahiptir (Giannakopoulou, 1999).

Sertlik ölçümü hangi sertlik testinin hangi malzemeye kullanılacağına bağlıdır. Ölçümler sonucunda çeşitli sertlik değerlerinden bahsedilebilir. Bu birimler birbirlerine dönüştürülemezler. Malzemelerin seçilmesinde, üretim sırasında üretimin kontrolünde, homojenlik gerektiren işlerde sertlik önemli bir yere sahiptir. Sertlik testleri diğer yapılan testlerle kıyaslandıklarında hem numune üzerinde çok fazla tahribat yaratmaz hem de daha ucuzdur. Deney sonuçlarının doğru bir şekilde karşılaştırılıp yorumlanması için aynı koşullar altında elde etmiş olduğumuz sonuçlara bakmamız gerekmektedir. Sertlik deneyleri tahribatsız oldukları için malzeme elden çıkmadan malzemenin diğer özellikleri hakkında da bilgi sahibi olabiliriz. Endüstriyel sektör bakımından ele aldığımızda sertlik malzemenin ana

özellikleri hakkında bize bilgi sunmazken, yapılması basit ve tahribatsız bir deney olmasından ötürü, malzemenin üretim kalitesinin tespit edilmesinde ve ısıtıl işlemin belli basamaklarında malzeme kontrolünde, kabul deneylerinde kullanılır (Cevizci, 2013).

Sertlik ölçme yöntemlerini üç gruba ayırabiliriz.

4.2 Çizme Yöntemi ile Sertlik Tespit Edilmesi

Bu yöntemde çeşitli minareler kullanılır. Bu minareler birbirlerini çizme kabiliyetlerine göre belli bir sıraya konulup çizelge haline getirilmişlerdir ve bu çizelgeyi “Mohs sertlik” çizelgesi olarak isimlendirmişlerdir. Bu çizelge oluşturulurken 10 adet mineral sertlik derecelerine göre sıraya konulmuşlardır. En düşük sertliğe sahip olanın değeri 1, en sert olanın mineralin sertlik derecesi 10 olarak kabul edilmiştir (Cevizci, 2013).

4.3 Sıçratma Yöntemi ile Sertlik Ölçümü

Sıçratma yöntemindeki sistemde silindirik, elmastan yapılmış uçlu bir çekiç ya da çelik bilye daha önce belirlenmiş olan bir değerdeki yükseklikten test yapılacak numune üzerine düşürülür. Çekiç ya da bilye numune üzerine düştükten sonra geri zıplama meydana gelir. Buradaki zıplama yüksekliği elastik sertliğin bir ölçüsüdür. Yumuşak malzemelerde bu ölçü(sınır) düşüktür. Bundan dolayı, daha çok enerji absorbe eder ve geri zıplama sonucundaki yükseklik daha azdır. Tespit edilen sertlik derecesi ile lastikler ve plastiklerin sertlikleri, metallerde ise esneklik karşılaştırması yapılır (Cevizci, 2013).

4.3.1 Shore Sertlik Ölçümü

Shore sertliğinin tespiti yapılırken 20 g'lık bilye, bir boru içerisinden sertliğini ölçmek istediğimiz malzeme üzerine düşürülür. Buradaki enerjinin bir kısmı malzeme üzerinde meydana gelen şekil değişimi sırasında harcanır. Yumuşak malzemelerde bilyenin malzeme üzerinde bıraktığı iz büyükken sert malzemelerde

küçüktür. Geriye kalan bir miktar enerjiyle de bilyede yukarıya doğru sıçrama yaptırır. Bu sıçramanın yüksekliği numunemizin sertliğini ifade eder (Cevizci, 2013).

4.4 Girinti (penetrasyon) ile Sertlik Ölçümü

Penetrasyon yönteminde sertlik, numune üzerine batırılan sert bir cisme karşı göstermiş olduğu mukavemet olarak tanımlanır. Bu yöntemde sertlik ölçerken numune yüzeyine bir uç batırılır. Bu uç genellikle küre, piramit ve koni şeklindedir. Aynı zamanda kullanmış olduğumuz ucun sertliği ölçülecek malzemeden daha sert olmalıdır. Sertleştirilmiş çelik, volfram karbür, elmas vb. malzemeler sertlik tayini için kullanılan uçlara örneklerdir. Girinti deneylerinde özel durumlar dışında genellikle batırılacak yük, batıcı uç belirlenen hızda numune yüzeyine dik gelecek şekilde batırılır. Daha sonra gene belirlenen sürede batmış şekilde bekledikten sonra uç numunenin yüzeyinden kaldırılır. Batmadaki derinlik ve batma kesit alanı göz önüne alınarak sertlik değeri hesaplanır (Smith, 2001). Kullanılan batıcı ucun şekline, uygulamış olduğumuz yüke ve deney sonucu oluşan izin ölçülüp değerlendirilmesi yöntemine göre sertlik ölçme yöntemleri farklılık göstermektedir (Cevizci, 2013).

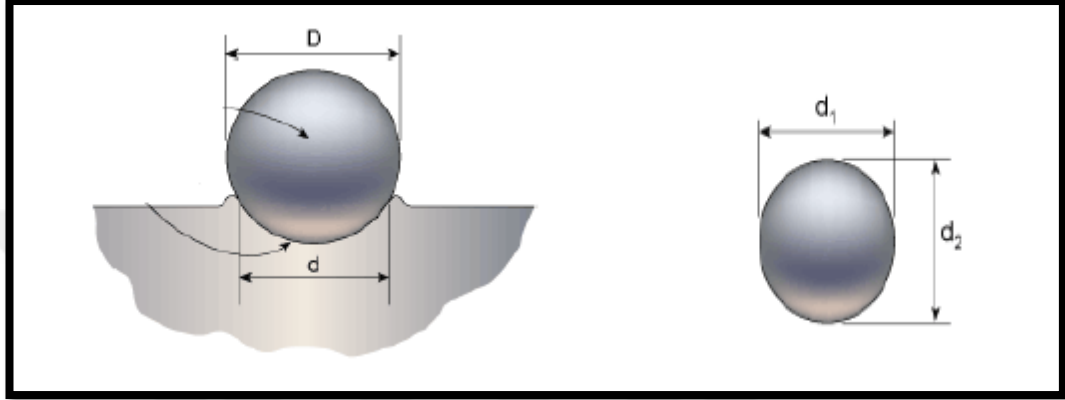
4.4.1 Brinell Sertlik Ölçüm Yöntemi

Brinell sertlik deneyi, metallerin sertliğini ölçmek için kullanılan yöntemlerden biridir. Bu ölçümde sertleştirilmiş çelikten yapılmış bilye batıcı uç olarak kullanılır. Şekil 5.1’de Brinell girinti ucu görülmektedir. Standart bilye çapı 2,5 mm, 5 mm veya 10 mm olarak malzemenin sertliğine ve malzeme kalınlığına göre seçilmektedir. Uygulanacak yük seçimi de yapılırken aynı şekilde malzeme sertliğine ve malzeme kalınlığına bakılmaktadır. İşlem gerçekleştirilirken uygun çapta seçilmiş bilye belirlenen yükte malzememizin yüzeyine batırılır. Önceden belirlemiş olduğumuz süre kadar beklenir. Daha sonra bilye kaldırılır ve malzeme üzerinde bilyenin bırakmış olduğu izin çapı ölçülür. Denklem 5.1 yardımıyla BSN değeri hesaplanır (Cevizci, 2013).

Brinell sertlik değeri (BSN)

$$BSN = \frac{F}{\left(\pi \frac{D}{2}\right)(D - \sqrt{D^2 - d^2})} \quad (4.1)$$

Denklemden F uygulanan yükü (kgf), D bilyenin çapını (mm) ve d iznin çapını (mm) göstermektedir. Sonuç olarak Brinell sertliğin birimi kgf/ mm² cinsinden hesaplanmış olur.



Şekil 4.1. Brinell sertlik ölçümünde bilye ucu (Cevizci, 2013)

4.4.2 Rockwell Sertlik Ölçüm Yöntemi

Brinell sertlik ölçümlerinde numunede oluşan iz büyüktür. Oluşan iz büyük olduğu içinde daha duyarlı sertlik ölçümü yapılmış olur. Brinell sertlik ölçümünde malzeme yüzeyinde oluşan işleme kaynaklı hatalardan da etkilenmez. Brinell sertlik ölçümünde deney yaptığımız numuneye(parçaya) zarar verdiği için ve yavaş olduğu için Rockwell sertlik ölçme metodu Brinell sertlik ölçme metodundan daha çok kullanılır (Cevizci, 2013).

Rockwell sertlik skalaları batıcı uç (elmas koni, 1/16 inç ve 1/8 inç çaplı çelik bilye) çeşitlerine ve uygulanan yüklere göre çeşitlilik göstermektedir. Batıcı uçlar değiştikçe sonuçlarda farklılık göstermektedir. Rockwell sertliği verilirken skalanın da belirtilmesinin sebebi budur. Rockwell sertlik 4.2 denklemiyle hesaplanır (Gürü ve Yalçın, 2006).

$$\text{Rockwell Sertlik} = k - 500t \quad (4.2)$$

Bu denklemde t mm cinsinden uç izi derinliğini, k değeri ise sabit bir sayıdır.

4.4.3 Vickers Sertlik Ölçüm Yöntemi

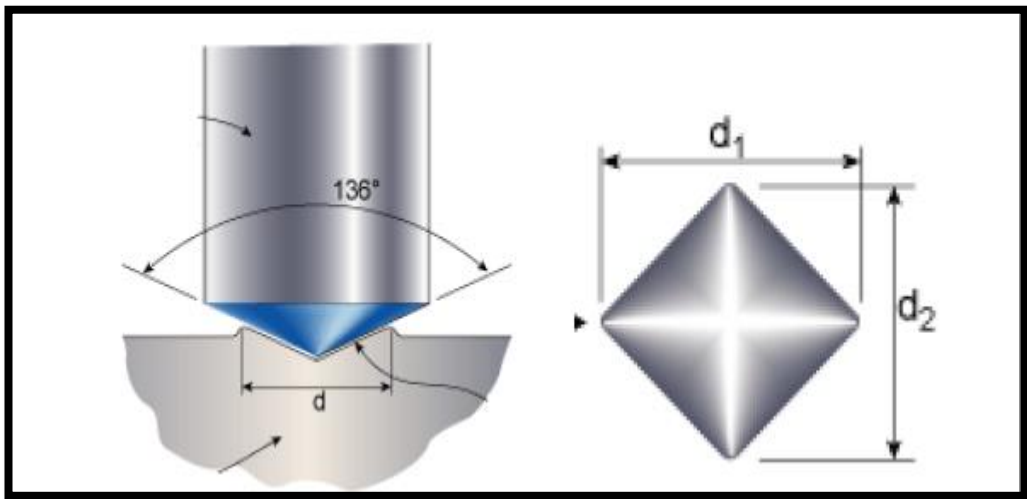
136 derece tepe açılı elmas bir kare piramidin malzeme cinsine göre seçilen bir F yükü ile belirlenmiş bir süre bastırılması sonucunda oluşan izin köşegenlerinin uzunluklarının ölçülmesiyle bulunur. Yapılan deney sonucunda batırılan ucun malzeme üzerinde bıraktığı dikdörtgen şeklindeki iz Şekil 4.2’ deki gibidir (Cevizci, 2013).

Vickers sertlik değeri (H_v);

$$H_v = 1,8544 \frac{F}{d^2} \text{ (GPa)} \quad (4.3)$$

denklemleriyle hesaplanır. Denklemde; P uygulanan yükü ifade eder, d ise ($d = \frac{d_1 + d_2}{2}$) izin ortalama köşegen uzunluğunu bulmamıza yardımcı olur.

Vickers sertlik ölçme yöntemi diğer ölçüm yöntemlerine göre uzun zaman almasına rağmen en duyarlı sertlik ölçme yöntemlerinden birisidir. Kullanılan batıcı uç göz önüne alındığında da nano ve mikro boyutlardaki sertlikleri ölçme bakımından kullanışlıdır (Aymak, 2007).



Şekil 4.2. Vickers girinti ucu ve oluşan iz şeklinin görünümü (Cevizci, 2013)

4.4.4 Knoop Sertlik Ölçüm Yöntemi

Bir malzemenin mikro sertliği Knoop batma deneyi ile ölçülebilir. İnce malzemelerin ölçümünde Vickers sertlik ölçüm yöntemi yerine olarak Knoop sertlik ölçüm yöntemi de kullanılabilir. Burada Vickers sertlik testinden farkı batıcının geometrisinin farklı olması ve skalaların farklı olmasıdır. Knoop sertlik ölçümünde batıcı uç eşkenar dörtgen tabanlı piramit şeklindedir ve zıt yüzeylerindeki iki çifti arasındaki açı eşit değildir. Bu açılar $172^{\circ}30'$ ve 130° dir. Burada bir boyutu diğer boyutunun yaklaşık 7 katı olan iz oluşur. Malzemenin sertliği iz derinliğine bakılarak tespit edilir. Burada Vickers sertlik deneyine göre uygulanan kuvvetler daha düşüktür. Cam, seramik gibi gevrek malzemelerin sertliğinin test edilmesini yardımcı olur. Sertlik değeri hesaplanırken uygulanan yükün ucun batıp temas ettiği yüzey alanına oranıdır (Baradan, 2009)

$$H_K = 14,229 \frac{F}{L^2} \quad (4.4)$$

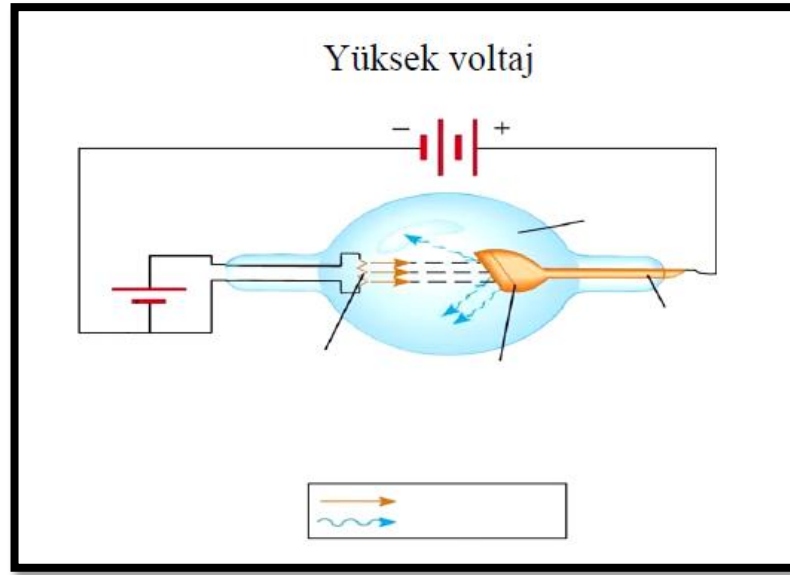
Eşitliğiyle Knoop sertlik değeri bulunur. Burada izdeki uzun köşegen L değerini verir.

5. X-IŞINLARI

5.1 X ışınının Keşfi

Almanya’da fizik profesörü olan Wilhelm Conrad Röntgen, içerisinde ki hava vakumlanmış olan tüplerde gazlardaki elektrik iletkenliğini incelenmek için deneyler yapmaktaydı. Cam tüp içerisinde anot ve katottan oluşan iki elektrot ile çalışmaktaydı. Bu deneyde anot ve katot arasındaki elektron alışverişinden faydalanmaktaydı. Katottan çıkan bazı elektronlar anoda varamadan cama çarpıyordu. Bu çarpma sonucunda da ışıltı meydana gelmekteydi. Bu ışıktan meydana gelen parlamalara floresan ismi verildi. Röntgen 1895 yılının 8 Kasım gününde yapmış olduğu deneyde cam tüpü siyah kartonla kapladı. Işık geçirgenliğini saptayabilmek için de odanın ışıklarını kapatıp deneyi yeniden yaptı. Katottan kaynaklanan ışınlar çok az miktarda ilerleme göstermektedir. Bu yapmış olduğu deneyde cam tüpten 2 metrelik mesafeye baryum-platinocyanite ile kaplı kâğıt yerleştirdi ve bu kâğıtta parlama meydana geldi. Mat yüzeyden geçebilen bu yeni ışın bu şekilde saptanmış oldu. Ortaya çıkan bu ışının yapısını da tam olarak kestiremediği için “X-ışınları” olarak isimlendirdi. Röntgen ışınımı olarak da bilinmektedir (Özyetiş, 2005).

X ışınlarının oluşumu katottan salınmış olan elektronların elektriksel alan içerisinde hızlanarak anoda çarpmasıyla sahip oldukları enerjiyi dışarı salmalarıyla oluşur. Anot metal yüzeyine çarpan elektronlar enerjilerinin bir kısmını metal atomlarına aktararak atomların sahip oldukları dengenin bozulmasına yol açarlar. Elektromanyetik ışınım bu şekilde oluşurlar. Çarpma sonucunda aktarılan enerjinin sadece % 1-2 kadarlık kısmı X-ışınına (Röntgen ışını) dönüşür. Geriye kalan kısmı ise ısıya dönüşmektedir. Sistemde uygulanan voltajın büyüklüğü röntgen ışınlarının büyüklüklerini, dalga boylarını doğrudan etkiler. X-ışınlarının oluşması için anottan saçılan elektronlar, enerjilerini uygulanan voltajdan sağlarlar (Yaşar, 2009).



Şekil 5.1. Sürekli X-ışınları (Yaşar, 2009)

5.2 X-Işını Çeşitleri

X-ışınlarının oluşumu elektron düzeyinde meydana gelir, çekirdek ile ilgili bir durum değildir. Yüksek enerji düzeyine sahip elektronların metal atomlarına çarpması sonucunda iki farklı atomsal süreç sonunda meydana gelirler.

5.2.1 Bremsstrahlung Işıması (Sürekli X-ışınları)

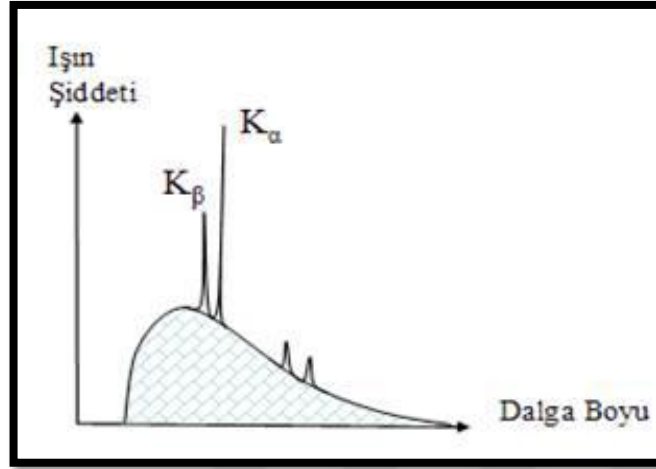
Elektronlar anoda çarpma sonucunda sahip oldukları enerjilerini kaybederlerse x ışınlarının farklı dalga boylarında oluştukları görülür ve bu ışınlar sürekli X-ışınları olarak adlandırılırlar. Farklı dalga boylarındaki ışınları bir arada bulundurduğu için Beyaz X-ışınları da denilmektedir (Kuzucu, 2004).

$$E=eV=\frac{hc}{\lambda_1} + \frac{hc}{\lambda_2} + \frac{hc}{\lambda_3} + \dots \quad (5.1)$$

5.2.2 Karakteristik X-Işınları

Bir atomun üst tabakasından alt tabakasına elektron geçişleri olurken x-ışınları açığa çıkar. Aynı zamanda bu ışınlar bize atomun yapısını da göstermektedir

(x-ışınları). Bir metal atomunda alt tabakaların herhangi birindeki elektronun yerini üst tabakalardaki elektronların doldurmasıyla ortaya çıkan fotonlardır.

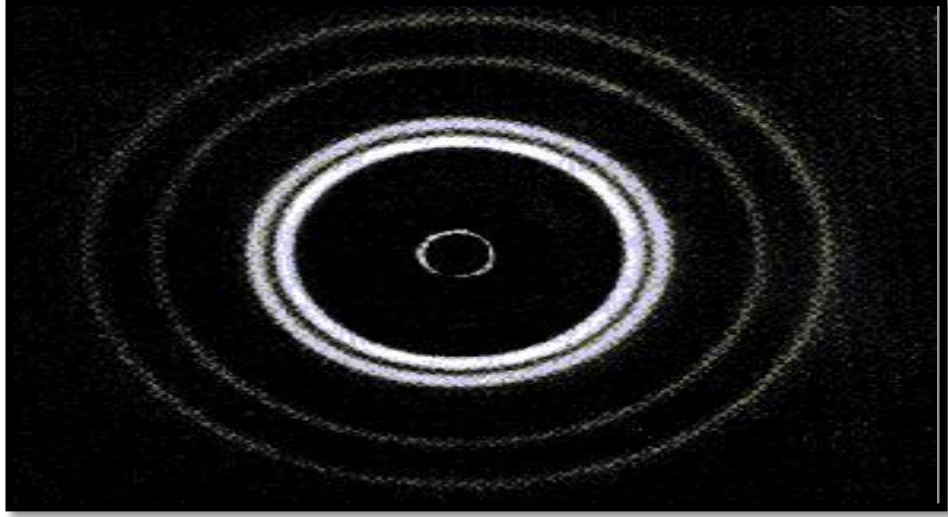


Şekil 5.2. Sürekli ve kesikli X-ışınları (Yaşar, 2009)

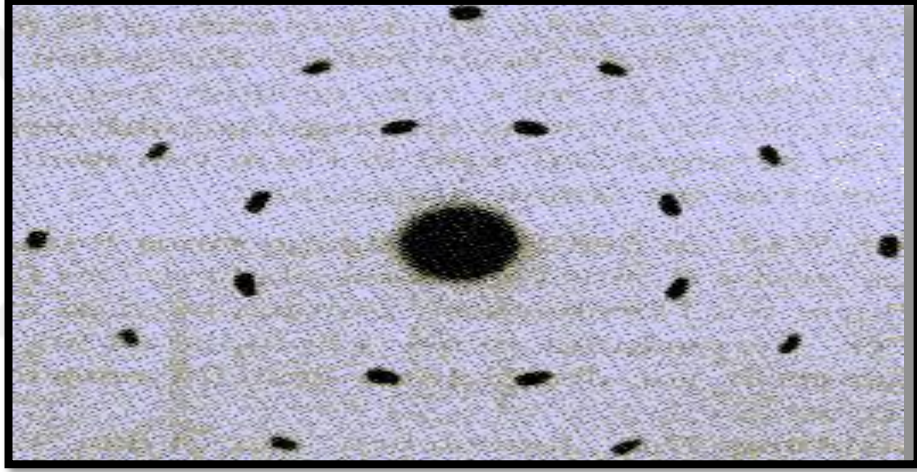
Bu şekilde K_{α} ve K_{β} ile gösterilen çizgiler karakteristik X ışınıdır, geri kalanı ise sürekli X ışını ifade etmektedir. Karakteristik olan x ışınları α , β , γ ve δ sembolleriyle ifade edilirler. Karakteristik olan X-ışınlarının oluşabilmesi için iç kısımdan elektronların kopması ve bu kopan elektronların boşluklarına da yeni elektron geçişinin olması gerekmektedir (Kolsuz, 2004).

5.3 X-ışınlarının Bir Kristalde Kırınımı

X-ışınlarının kristal içerisinde kırınımını ilk keşfeden 1912 yılında Max Von Laue olmuştur. Bu keşif iki önemli durumu ortaya çıkarmıştır. İlk olarak X-ışınlarının dalga yapısında olduğunu saptadı. İkinci olarak da kristal yapıların ayrıntılı incelenmesinde yeni bir yol bulmuştur. X-ışını demetleri kristal ağ içinden geçirildiklerinde, atomların her biri kendilerine ait kırınım merkezi oluştururlar. Eğer kristal ağ içerisinde geçiren X-ışınları bir fotoğraf plağı üzerine düşürülürse kristal yapıya ait, X-ışınlarının dalga boylarıyla ilişkili karakteristik bir kırınım deseni oluşturulur. Kırınım desenlerinden faydalanarak maddenin yapı özellikleri hakkında bilgi elde edilebilir. Yapısı belirlenmiş bir kristal yardımıyla X-ışınlarının özellikleri belirlenebilir. Bu kırınım desenleri aynı zamanda X-ışınlarının kristalografisinin saptanmasında da kullanılır (Yaşar, 2009).



Şekil 5.3. Farklı tabakalarda kırınıma uğrayan ışınların kırınımı (Yaşar, 2009)



Şekil 5.4. Düzgün tabakalarda oluşan simetrik X-ışınının kırınımı (Yaşar, 2009)

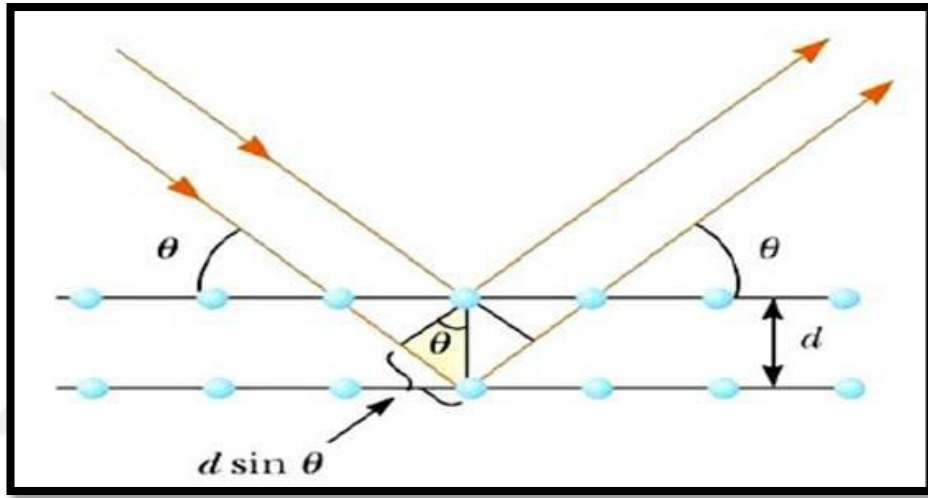
5.4 Bragg Yansıması

Kristal yapıdaki bir malzemeye gönderilen elektromanyetik dalganın bu malzemede kırınıma uğraması için dalga boyunun atomlar arasındaki uzaklığın seviyesine inmiş olması gerekir. Kristal yapıya bağlı olarak kırınıma uğrayan dalgalar birbirleriyle yapıcı ve yıkıcı girişim yaparlar. Aynı kristal yapıya sahip olan malzemelerde, sadece belli doğrultularda maksimumlar gözlenir. Çünkü maksimumun gözlemlendiği belli doğrultularda dalgalar yapıcı girişimlerde bulunur. Bunların dışındakiler ise gözlemlenemez çünkü yıkıcı girişim yaparlar. Dalgaların hangi doğrultuda yapıcı girişim yapacakları Bragg yasası ile tespit edilir. Bu yasaya göre yapıcı girişim olabilme şartı, iki paralel düzlemden kırılan dalgaların

aralarındaki yol farkının, dalga boyunun n katı olması gerektiğidir. Burada n değeri tamsayıdır. Bu yasanın gerçekleşebilmesi için λ değerinin düzlemler arası mesafenin iki katından az olmalıdır. Çünkü $\sin\theta$ değeri 1 den büyük olamaz. Görünen ışık kullanılamama sebebi budur. Denklem 5.2’de gösterildiği gibi hesaplanır (Yaşar, 2009).

$$n\lambda = 2d\sin\theta \quad (5.2)$$

Bu denklemde; d bize düzlemler arasındaki mesafeyi, n tam sayı olarak kırınım mertebesini, λ ifadesi X-ışınının dalga boyunu verir.



Şekil 5.5. X-ışınlarının düzlemden yansımalarının gösterilmesi (Yaşar, 2009)

Numunenin yapı analizinin yapılabilmesi için çok sayıda yansımanın şiddet ölçümü gerekmektedir.

5.5 X-ışınlarının Temel Özellikleri

- X-ışınlarının dalga boyları $0,1\text{\AA} - 100\text{\AA}$ aralığında olacak şekilde küçüktür.
- X-ışınları elektriksel ve manyetik alanlardan etkilenmezler.
- Duyu organları tarafından algılanamazlar.
- Canlı hücrelerde mutasyona ve doku yapısının bozulmasına yol açtıkları için tehlikelidir.
- Doğrusal olarak yayılırlar.

- Metal, tahta vb. saydam olmayan maddelerden geçebilirler. Ama kurşun levhalardan geçemezler.
- Fotoelektrik olay gösterirler.
- Enerjiye sahip olmalarından dolayı girginlikleri büyük olan dalgalardır.
- Girişim, kırınım vb. özelliklere sahiptirler (Yılmaz, 1997).



6. DENEYSEL MATERYALLER ve YÖNTEMLER

6.1 Süperiletken Malzeme Hazırlama Yöntemleri

6.1.1 Katı-hal Tepkime Yöntemi

Bu yöntem kolay olması ve ucuzluğundan dolayı süperiletken malzemeler üzerine yapılan çalışmalarda sıkça kullanılmaktadır (Yazıcı, 2010). Katı-hal tepkime yönteminde asıl amaç malzeme üretirken başlangıçtaki maddelerimizi homojen bir şekilde karıştırmak ve sonrasında ısı işlem uygulayarak istediğimiz ürünleri elde etmektir. Bu yöntemde istenilen sonuçların elde edilebilmesi için kullanılacak olan maddelerin saflığı şarttır. İlk başta süperiletken yapısında olacak tozlar hassas terazilerde tartılır (Battal, 2015). Daha sonra önceden belirlemiş olduğumuz oranlarda tozlar karıştırılır. Bizim için çok önemli olan homojenliği elde edebilmek için tozların iyi bir şekilde öğütülüp istenen boyutlara getirilmesi gerekir.

Gerekli olan süre boyunca toz öğütüldükten sonra ilk ısı işlem olan kalsinasyona geçilir. Kalsinasyonda amaç toz karışımına önceki basamakları uygularken girmiş veya girmiş olabilecek yabancı maddelerin, istenmeyen ve üretilen üründe kusurlara sebep olabilecek gazların sıcaklıkla birlikte üründen ayrılmasını sağlamaktır. Bu aşamada belli bir oranda homojenliğe de katkı sağlanır. Fırına karışım konmadan önce istenen sıcaklık ayarlanır. Daha sonra toz fırının potasına konulur. Belli sürede belli sıcaklıkta beklenir. İşlem bittikten sonra karışımımız fırından alınır agatta tekrar öğütülür. Bu öğütme işlemi ara öğütme olarak da isimlendirilir. Bundan sonraki ısı işlem sinterlemedir. Fakat bu işleme geçmeden önce toza istenen şekli vermek ve gerekli olan bağ kuvvetini elde edebilmek için presleme yapılır. Yaklaşık 3 dakika boyunca gerekli olan 6 ton arasında basınç uygulanarak tozlar istenen şekillere getirilir. Şekil verme işleminden sonra sinterleme işlemine geçilebilir. Geçiş sıcaklığını yükseltmek, istenmeyen örgü kusurlarını, yapıda istenmeyen çeşitli gazları ortadan kaldırmak, istenen süperiletken fazı elde etmek, atomlar arasındaki bağları kuvvetlendirmek için erime sıcaklığına

yakın bir değere ayarlanmış fırında sinterleme işlemi gerçekleştirilir. Belirli süre fırında bekletildikten sonra numune oda sıcaklığına yavaşça soğutulur. Yavaş soğutma sebebi soğuma sırasında numunemizin iç kısmında meydana gelebilecek iç gerilmeleri önlemektir. Kalsinasyon işleminde sıcaklık BSCCO ile TBCCO tip süperiletken malzeme türlerinde yaklaşık 750-850 °C civarlarına YBCO tür süperiletkenlerde ise 850-950 °C gibi yüksek değerlere çıkmaktadır. Bu yöntemdeki süreler sıcaklık değerleri üretilmek istenen süperiletken malzemenin türüne göre değişmektedir (Yazıcı, 2010).

6.1.2 Eritme-Döküm Yöntemi

Bu yöntemde amaç yüksek sıcaklık fırınlarında yüksek sıcaklığa dayanıklı olan potalarda yaklaşık 1000-1200°C de belli oranlardaki tozları eriterek atomsal olarak homojen karışım sağlamaktır. Katı-hal yönteminde olduğu gibi ilk başta belli oranlardaki tozlar agat yardımıyla karıştırılıp istenen boyutta toz hale getirilir. Öğütülmüş tozlar ilk önce kalsinasyon işlemi görürler. Bu işlem sonunda tozlar yüksek sıcaklığa dayanıklı (örneğin platin) pota içinde, yüksek sıcaklık fırınında yavaş yavaş sıcaklığı artırılarak 1000-1200°C sıcaklıklarına getirilir ve daha önce belirlenmiş bir süre bu sıcaklıkta bekletilir. Erimiş numuneyle yaklaşık aynı sıcaklıkta olacak şekilde başka bir fırında ısıtılmış kalıplara erimiş numune dökülür. Yaklaşık olarak aynı sıcaklık değerinin yakalanmak istenmesinin sebebi sıcaklık farkından kaynaklı gerilmeleri ve çatlama önleme çabasıdır. Daha sonra son aşama olan tavlama işlemi gerçekleştirilir ve süperiletken malzeme hazırlanmış olur (Battal, 2015).

6.1.3 Çözelti-jel yöntemi

Bu yöntem süperiletken hazırlama yöntemi olarak yeni yeni kullanılmaya başlanmıştır. Yöntem uygulanırken üretilmek istenen malzemenin miktarı kadar, amonyum nitrat malzemeye karıştırılır. Daha sonra bir beher içinde 180 ile 200°C dolaylarındaki bir sıcaklıkta sıvı hale gelinceye kadar karıştırılır. Karıştırmanın süresi sıvı mürekkep mavisi rengini alıncaya kadardır. Bu süreçte zehirli gaz çıkışları mevcuttur. Isıtmayla birlikte istenmeyen nitrat, amonyum ve atık su uzaklaştırılarak

koyu renkli çökelti elde edilir. Sonraki süreçte bu çökelti öğütülür. Öğütülerek toz haline gelen numuneye kalsinasyon işlemi uygulanır. Kalsine edilmiş tozlar öğütülür ve diğer yöntemlerde de yapıldığı gibi preslenir. Preslenen numune ısıtılımlara (tavlama) maruz bırakılır. Tavlama işleminden sonra süperiletken malzeme elde edilir (Yazıcı, 2010).

6.1.4 Sol-jel yöntemi

Bu yöntemde sıvı fazdan katı faza yani Sol'den jel'e geçiş sağlanır. Burada başlangıç tozları bir çözücü yardımıyla çözölürölür. Bu işlemde iki adet tepkime gerçekleşir. Bunlar hidroliz ve polimerleşmedir. Bu tepkimeler sayesinde başlangıç tozları koloid yapıya sahip sol'e dönüşür. Koloidal yapı heterojendir. Çözölümüş olan tanecikler çözücünden ayrılmazlar. Bu yapı daha sonra normal fırınlarında kurutulurlar. Burada jel kıvamını alır. Bir sonraki aşamada yüksek sıcaklık fırınının yardımıyla yakılarak kül formuna dönüşürler. Daha sonra diğer yöntemlerde uygulandığı şekilde agatta toz haline getirilir, ilk kalsinasyon uygulanır, tekrar havan veya agatta dövme işlemi gerçekleştirilir ve preslenerek tablet haline gelir. Tablet formundaki numune erime sıcaklığının altında belli bir süre ısıtılarak (sinterleme) süperiletken malzeme elde edilir.

6.2 Numunelerin Hazırlanması

Süperiletkenlerin üretiminde genellikle, istenen gerekli saflığın elde edilmesi, üründe istenen kalitenin elde edilmesi, üretimin maliyetinin diğer yöntemlere göre düşük olması, üretim sırasında numune hazırlamanın kolay olması bakımından geleneksel katı-hal yöntemi tercih edilmektedir.

Bi-2212'nin üretiminde saf olarak elde edilen Bi_2O_3 , SrCO_3 , CaCO_3 , CuO kimyasal tozları hassas tartı ile istenilen oranda uygun bir kap içerisinde bir araya getirilir. Bu tozlar uygun stokiyometrik oranda olmalıdırlar($\text{Bi}_{2.0}\text{Sr}_{2.0}\text{Ca}_{1.1}\text{Cu}_{2.0}$ O_y gibi).İstenen homojen dağılımın elde edilebilmesi için tozların karıştırılması işlemi 9 saat boyunca uygulanır. Daha sonraki süreçte bu toz karışımı agat yardımıyla öğütölölerek istenen küçüklükte parçacıklar elde edilir. Bu süreç yaklaşık olarak 25-30

dakika kadar sürmektedir. Son karışım sıcaklık fırınında, önceki çalışmalar göz önünde bulundurularak uygun görülen kalsinasyon sıcaklık ve süresinde (Bİ-2212 için 800°C de 36 saat) ısıtılma maruz bırakılır. Isıl işlem sırasında ısıyı artırma ve ısıyı düşürme miktarı dakikada 5°C'dir. Bu kadar yavaş değişimin amacı ise numunede istenen kristal yapıyı elde etmektir. Isıl işlem sonrasında fırından numuneler çıkarılır. Tozlar uygun kalıplara yaklaşık 290-300 MPa basınçta basılır. Yaklaşık olarak 5 dakika basınç altında tutulur. Tavlama işlemine geçiş yapılır. Numuneler kalıplar halinde tekrar kül fırında 840 °C, 850 °C, 860 °C olmak üzere 3 farklı sıcaklıkta ve 24, 36, 48 saat olmak üzere 3 farklı sürede tavlanylabilir. Burada amaç numunelere süperiletken fazı sağlamak ve elde edilen numuneler sayesinde en iyi tavlama koşulları belirlenir.



Şekil 6.1. Agat Havan

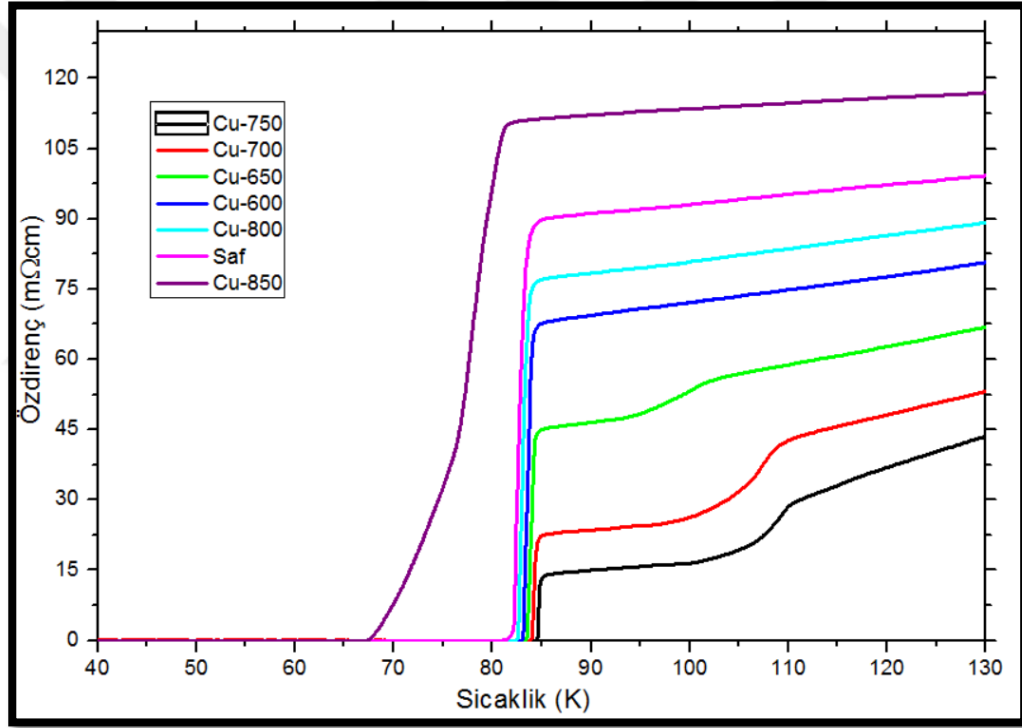


Şekil.6.2. Protherm-Model PTF 12/75/200 Fırın

7. DENEYSEL SONUÇLAR

7.1 Elektrik Direnç Ölçüm Sonuçları

Saf ve tek yüzeyi Cu difüze edilmiş Bi-2212 süperiletken malzemelerin sıcaklık ile ρ_c elektrik özdirenç değişimi 65–98 K sıcaklık bölgesi arasında elektrik özdirenç deneysel ölçümlerle belirlenmiştir. Elde edilen tüm deneysel sonuçlar grafiksel olarak Şekil 7.1’de gösterilmiştir.



Şekil 7.1. Cu'nun Saf ve farklı formlarının sıcaklık ve özdirenç grafiği

Tezin bu kısmında materyallerin ρ -T grafiklerinden çıkarılacak önemli parametreler (kritik onset ve onset geçiş sıcaklıkları, oda sıcaklığı özdirençleri, artık özdirenç, artık özdirenç oranları, ρ_{norm} ve $\Delta\rho$ gibi nicelikler) incelenecektir. Detaylı yorumlara başlamadan önce, grafiklerden de anlaşılacağı üzere çalışılan materyallerin dirençleri, materyallerin tavlama sıcaklığının değişmesi (Bi-2212 kristal yapısına Cu difüzyonuna neden olur ve sıcaklık artması ile Cu difüzyon miktarı artar) ile çok farklılık göstermektedir. Şöyle ki, yukarıdaki tartışılacak

karakteristik özellikler 750°C gibi kritik bir difüzyon tavlama sıcaklığına kadar iyileşme gösterirken bu sıcaklık değerinden sonra özellikler tam tersine kötüleşmeye başlar. En yüksek tavlama sıcaklığında ise Bi-2212 süperiletken yapı en kötü değerlere sahiptir.

Detaylı tartışmamıza ilk olarak süperiletkenlik geçiş sıcaklığından daha yukarıda, malzemelerin davranışını inceleyerek başlarsak, bu çalışma kapsamında üretilen tüm (saf ve tek yüzeyine Cu difüze edilmiş)seramik numuneler gerçek metalik davranışın bir sonucu olarak süperiletkenlik durumuna pozitif doğrusal sıcaklığa-bağılı direnç ($dp/dt > 0$) sergileyerek geçiş yaparlar. Diğer bir deyişle, Fermi düzeyindeki elektronik durum yoğunlukları logaritmik olarak ıraksar ve bu durum Cu-O₂ sıralı katmanlarında elektron-fonon etkileşimine neden olur (Allen vd. 1988; Martin vd. 1989; Newns vd. 1991). Ancak, şekilden de anlaşılacağı üzere metalik özellik 750 °C'lik tavlama sıcaklığına kadar sürekli olarak düzenli bir şekilde artarken, bu tavlama sıcaklığı değeri üstünde tek yüzeyi Cu difüze edilmiş süperiletken malzemelerin metalik davranışları geriye doğru gider. Hatta, 850 °C'lik tavlama sıcaklığında mekanik davranış global minimum noktasına kadar azalır.

Saf ve tek yüzeyi Cu difüze edilmiş malzemelerin oda sıcaklığı dirençlerine gelindiğinde (ρ_{300K}), metalik karakterizasyon gibi difüzyon tavlama sıcaklığı ile benzer özellik göstermektedir. Bu değişimin temel nedeni, süperiletken tanecikler arası metalik bağlantının iyileşmesi/gerileşmesinden kaynaklanmaktadır. Başka bir deyişle, malzemede var olan yerel yapısal bozukluklar ve kusurlar 750 °C tavlama sıcaklığına kadar gerilerken, 750 °C'nin üstü sıcaklıklarda (Bi-2212 kristal yapısına daha fazla Cu girmesine neden olur) bozukluk ve kusurlar sıcaklığın artması ile artar. Bu yüzden aşırı tavlama sıcaklığı (aşırı Cu difüzyonu) malzemenin metalik davranışını negatif etkiler. Bu bağlamda, en iyi metalik davranışı sergileyen Cu-750 süperiletken numunesinin Cu-O₂ sıralı katmanlarında optimum hareketli deşik taşıyıcı konsantrasyonu olduğu da bilinmektedir (Türköz vd. 2013).

Oda sıcaklık dirençlerinin sayısal değerlerine bakacak olursak, tavlama sıcaklığının 750°C'ye kadar artması ile ρ_{300K} değerleri 134,49 mΩcm'den (saf numune için) 89,46 mΩcm'ye (Cu-750) azaldığı gözlemlenirken, 750 °C'den daha yüksek tavlama sıcaklığında dirençlerde bir artma gözlemlenir. Hatta Cu-850

materyali için oda sıcaklığı öz direnç değeri 150,12 mΩcm olarak bulunmuştur (Çizelge 7.1)

Çizelge 7.1. Ölçüm sonuç tablosu

Numuneler	ρ_{300K} (mΩcm)	ρ_0	T_c^{onset} (K)	T_c^{offset} (K)	ΔT_c (K)	ρ (g/cm ³)	P (%)	Bi-2223 Pseudeu Geçiş	ρ_{90K}	$\Delta \rho$ (ρ_{300K} - ρ_{90K})	RRR (ρ_{300K}/ρ_{90K})	ρ_{norm} ($\rho_{90}/\Delta \rho$)
		(mΩcm)							(mΩcm)	(mΩcm)		
Cu-Saf	134,49	86,64	83,42	81,81	1,61	5,961	5,41	-----	100,37	34,12	1,34	2,94
Cu-650	103,85	23,19	84,34	83,27	1,07	6,044	4,09	-----	46,59	57,26	2,23	0,81
Cu-700	91,45	4,35	84,45	83,66	0,79	6,109	3,06	109,39	20,73	70,72	4,41	0,29
Cu-750	89,46	1,33	84,86	84,52	0,34	6,151	2,4	110,24	10,61	78,85	8,43	0,13
Cu-800	125,16	60,74	83,72	82,39	1,33	6,002	4,76	103,37	81,07	44,09	1,54	1,84
Cu-850	150,12	111,42	80,45	66,32	14,13	5,877	6,74	-----	124,19	25,93	1,21	4,79

Ancak, Cu-800 örneğinin direnci saf numuneden çok az daha küçük (125,16 mΩcm) olarak bulunmuştur. Bu deneysel bulgular yüksek iletkenliğe sahip bakır nano parçacıkları tavlama sıcaklığı etkisi ile Bi-2212 kristal yapısının hem süperiletken taneciklerine hem de tanecik sınırları arasına, aşırı sıcaklık/Cu atomu katkısı ile yapısal bozukluklar ve kusurların artmasına rağmen girdiğini göstermektedir. Ayrıca, bu tez kapsamında çalışılan tüm numuneler için, öz direnç ölçümleri Matthiessen'in kuralına göre yüksek doğruluk ile uyduğu bulunmuştur (Ekin, 2006):

$$\rho(T) = \rho_{res} + \rho_i(T) \quad (7.1)$$

Bu denklemde $\rho(T)$ olarak kısaltılan toplam direnç herhangi bir sıcaklıkta malzemenin sahip olduğu direnç iken, $\rho_i(T)$ kısaltması da sıcaklık-bağımlı öz direnci ifade eder. Eşitlikteki son niceliğe (ρ_{res}) gelindiğinde, bu terim de öz direnç ölçümü yapılan materyalin sıcağından-bağımsız öz direncini göstermekte ve bu yüzden malzemeden malzemeye kristal yapılarındaki noktasal, çizgisel, düzlemsel ve hacimsel kusurlara bağlı olarak değişmektedir (Li vd. 2010). Aynı zamanda, deneysel sıcaklık-bağımlı öz direnç ölçüm sonuçları vasıtasıyla üretilen her malzemenin ρ_0 , RRR, ρ_{norm} , ρ_{95K} ve $\Delta \rho$ niceliklerini belirledik.

İlk olarak, grafiklerden ekstrapolasyon yöntemi ile çıkarılan ρ_0 kalıcı kusurları, çarpıklıkları, bozuklukları, tanecikler arasındaki sınır birleşmeleri ve kristal yapıdaki muhtemel ek saçılma merkezleri ile ilgili bir terim iken (Kalyanaraman vd. 1999; Rullier-Albenquiel vd. 2000; Chen vd. 1995), ρ_{300K}/ρ_{95K}

parametreleri arasındaki oran olan RRR , materyal kalitesi ile ilgilenir (Xu vd. 2009). Artık öz direnci simgeleyen $\Delta\rho$, çalışılan malzemenin oda sıcaklığı öz direnci ile süperiletken başlangıç sıcaklığı arasındaki fark ($\rho_{300K} - \rho_{90K}$) ile ilişkili iken, ρ_{norm} terimi ise $\rho_{90}/\Delta\rho$ oranı ifade eder. Bu parametrelerin bulunmasında kullanılan ρ_{90K} değeri materyal kristal yapısı boyunca gerçekleşen safsızlık saçılması ve kafes gerilmesi ile ilgili bir terimdir.

Bu tez kapsamında üretilen her bir numune için bulunan parametreler Çizelge 7.1’de detaylı olarak listelenmiştir. Çizelge 7.1’den de açıkça görüleceği üzere, kalıcı kusurları, çarpıklıkları, bozuklukları, tanecikler arasındaki sınır birleşmeleri ve kristal yapıdaki muhtemel ek saçılma merkezleri ile ilgili olan ρ_0 değerleri sistematik olarak 86,64 mΩcm gibi bir değerden difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C’ye artması ile 1,33 mΩcm gibi global bir öz direnç değerine gerilediği bulunmuştur. Lakin tavlama sıcaklığının artması ile bu değer hızlı bir şekilde yükselerek Cu-850 numunesi için en yüksek öz direnç değerine (11,42 mΩcm) yükselmiştir. Malzemelerin elektrik iletkenlik doğasındaki bu değişme (artma/azalma) çalışılan materyallerin kristal yapılarındaki Cu-O₂ sıralı katmanları boyunca oluşan tanecik sınırlarındaki kusurların, çarpıklıkların ve bozukluklarının azalıp/artmasından kaynaklanmaktadır.

Yine benzer olarak, saf materyal için 100,37 mΩcm olarak bulunan ρ_{90K} değeri, tavlama sıcaklığının belirli bir değere kadar artması ile (750°C) bu öz direnç parametresi 10,61 mΩcm’ye kadar (global minimum öz direnç noktası) düşer. Ancak, tavlama sıcaklığı 750°C’nin üzerine çıktığında Bi-2212 süperiletken numunelerinin safsızlık saçılması ve kafes gerilmesi giderek artması yüzünden bu değer 124,19 mΩcm’e kadar artar. Üretilen Bi-2212 malzemelerin kalitelerinin nasıl değiştiğini bize hesaplanan RRR parametreleri gösterecektir. Bu oran tavlama sıcaklığının 750 °C’de olması ile en yüksek değerini (8,43) alırken en düşük değer ise 1,21 ile Cu-850 süperiletken numunesine aittir. RRR değerindeki bu fark Cu-700 ve Cu-750 süperiletken materyalinin kristal yapısından Bi-2223 fazının da baskın bir şekilde kendini göstermesinden kaynaklanmaktadır. Yani, ileri düzeyde Bi-2212 malzeme kalitesi için en uygun tavlama sıcaklığının (Bi-2212 süperiletken kristal yapısına optimum Cu atomu girmesi) 750 °C olarak belirlenmiştir. Ayrıca, $\Delta\rho$ ve ρ_{norm}

parametreleri bu bölümün ilerleyen kısımlarında geçiş sıcaklığı ve parametreler arasındaki ampirik formüller ve korelasyonlar tanımlamak için kullanılacaktır.

Sıcaklık-bağımlı d_c öz direnç grafiklerinden çıkarılacak diğer önemli bir sonuçta, difüzyon tavlama sıcaklığı ile numunelerin kritik onset (T_c^{onset}) ve ofset (T_c^{offset}) geçiş sıcaklığının nasıl değiştiğini incelemektir. Ayrıca, bu iki geçiş arasındaki fark ($\Delta T_c = T_c^{onset} - T_c^{offset}$) yani genişleme derecesi de tezin bu kısmında incelenecektir. Deneysel sonuç ve tartışmalara geçmeden önce T_c^{onset} ve T_c^{offset} arasındaki farkı şu şekilde açıklanmalıdır. T_c^{onset} izole edilmiş taneciklerin süperiletkenliğe geçmesi (granüller içi) ile ilgili bir parametre iken, T_c^{offset} ise tanecikler arası (ara granüller bölgelerin) süperiletken fazına geçmesi ile ilişkili bir parametredir. Ayrıca, T_c^{offset} değeri numunenin kristal yapısındaki farklı fazlarla da değişir (Awad vd. 2012). Bizim numunelerimize ait bu geçiş sıcaklıkları Çizelge 7.1’de açıkça verilmiştir. Çizelgeden de anlaşılabileceği üzere, difüzyon tavlama sıcaklığı (Bi-2212 kristal örgüye Cu difüzyonu sağlar) hem taneciklerin hem de tanecikler arası bağlantıların süperiletkenlik fazına geçme değerlerini ciddi şekilde etkilemiştir. Ayrıca, optimum hareketli deşik taşıyıcı konsantrasyonunun, hatalı tanecik yönelimleri, sınır tanecik zayıf-bağlantıları, oksidasyon durumundaki homojenlik, lokal yapısal kusurlar, çarpıklıklar, bozukluklar, süperiletken tanecikler arası etkileşimler ve ortalama tanecik boyutundaki hızlı artış/azalma da T_c^{onset} ve T_c^{offset} geçiş sıcaklıklarını ciddi derecede etkiler (Ianculescu vd. 2006; Rao vd. 1993).

Daha teknik olarak bakacak olursak, 750 °C’ye kadar olan difüzyon tavlama sıcaklığı, Bi-2212 (yüksek) süperiletkenlik fazını bakır düzlemlerinin yönelimini iyileştirir. Yani, optimum miktarda yabancı bakır atomlarının kristal kafesine katılması doğası gereği aşırı katkılı olan Bi-2212 sistemi optimum katkılanmış sisteme getirir ve böylece daha fazla Cooper çiftleri oluşumuna ortam sağlar (Song-Shan vd., 2007). Ancak, tavlama sıcaklığı 750 °C’nin üstüne çıktığı zaman optimum katkı durumundaki Bi-2212 kristal sistemi Cu 3d ve O 2p arası hibrit mekanizması yüzünden (Cu 3d ve O 2p dalga fonksiyonlarındaki örtüşmenin azalması) az katkılanmış duruma geçer ve Fermi enerji seviyesindeki elektronik durum yoğunlukları boşluk tuzaklama enerjisinde azalma yüzünden belirli bir yere sınırlanır

(Eskes ve Sawatzky, 1988). Böylece, süperiletkenlik zarar görür. Bu mekanizma, tavlama sıcaklığı ile neden T_c^{offset} ve T_c^{onset} değerlerinin arttığını ya da azaldığını açıklamada oldukça başarılıdır.

Son olarak, Cu atomlarının Bi-2212 kristal matrisine optimum katkılanması O(1)CuA1g ve B1g fononlarının önemli bir şekilde yumuşamasına neden olur. Tam tersine optimum Cu konsantrasyonu kristaldeki Bi-O çift katmanlı yapıdaki değerlilik elektronlarının (oksijen seviyesi) azalmasına neden olur. Böylece, O(2)SrA1g fononu sertleşir ve süperiletkenlik artar (Yıldırım vd. 2012; Kakihana vd. 1996). Diğer bir deyişle, Bi-2212 kristal yapısına optimum bakır katkısında Cu-O₂ sıralı katmanlarındaki deşik sayısı artar ve katmanlarda bulunan atomlara ait titreşim modlarının şiddeti de azalan metalik perdeleme ile hızlı bir şekilde artar. Uzun lafın kısıası, Bi-2212 kristal örgüye optimum yabancı bakır atomları katkılanması, Fermi enerji seviyesindeki elektronik durum yoğunluklarının (hareketli deşik taşıyıcı konsantrasyonu), σ boşluk anizotropisinin artması ve özellikle de O(1)CuA1g ve B1g fononlarının yumuşaması kritik geçiş (hem ofset hem onset) sıcaklıklarının artmasına neden olmuştur.

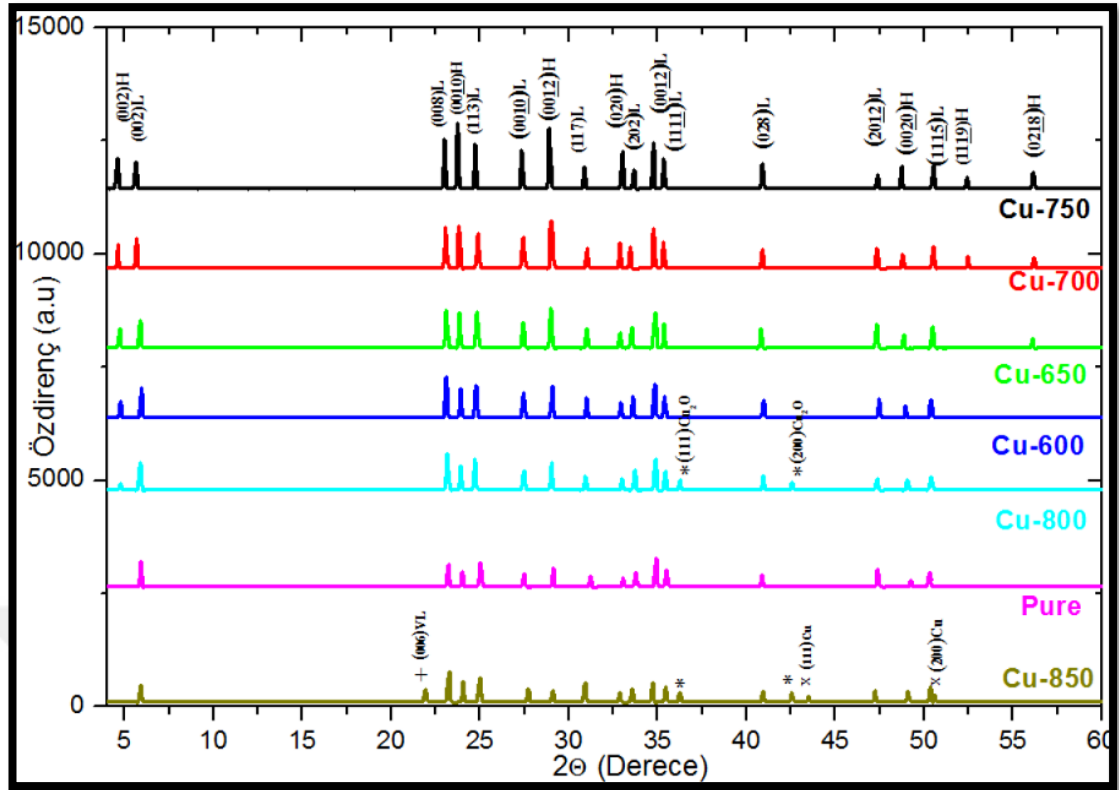
Süperiletken kritik geçiş sıcaklıklarının sayısal değerlerine bakacak olursak, kritik onset geçiş sıcaklık değerleri 83,42 K'den 84,86 K'e doğru tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile yükselmektedir. Bu belirli tavlama sıcaklığının (750 °C) üstündeki değerlerde onset sıcaklık değerleri sert bir şekilde düştüğü bulunmuştur. Hatta Cu-850 numunesi için bu onset değeri 80,45 K'e kadar geriler. Ancak Bi-2223 fazın baskın etkisi sonucunda (psedeu geçişler dikkate alındığında) Cu-650, Cu-700 ve Cu-750 inorganik katı malzemelerin onset geçiş sıcaklıkları sırası ile 103,37 K, 109,39 K ve 110,24 K bulunur.

Benzer olarak, tez kapsamında hazırlanan örneklerin süperiletken kritik ofset geçiş sıcaklıkları 750 °C'ye kadar az da olsa artma gösterirken bu tavlama sıcaklığından sonra ofset değerleri dramatik olarak düşmüştür. Bu bağlamda, en büyük ve en düşük süperiletken ofset geçiş sıcaklıkları 84,52 K (Cu-750 malzemesi için) ve 66,32 K (Cu-850 materyali için) olarak bulunmuştur. Cu-850 materyali için bu hızlı düşüşün nedeni, bakır atomlarının oluşturduğu kusurların yanı sıra kristal yapısında farklı fazlarında belirgin olmaya başlamasındandır. Aynı zamanda, her bir

numunenin genişleme derecesi ($\Delta T_c = T_c^{onset} - T_c^{offset}$) incelenecek olursa, ΔT_c değeri 750 °C'lık tavlama sıcaklığına kadar hızlı bir şekilde azalırken (0,34 K'e kadar düşmüş) bu değerden sonra zorlayıcı bir şekilde artarak maksimum değerine (14,13 K) ulaşmıştır. Genişleme derecesi, süperiletken malzemelerin teknolojik, endüstriyel ve büyük ölçekli uygulamaları için büyük bir problem olduğu düşünüldüğü zaman, elde edilen sonuçlar doğrultusunda 750 °C difüzyon tavlama sıcaklığı (Bi-2212 fazını arttıran) bir yüzeyi Cu kaplı Bi-2212 süperiletken materyallerin kendisine uygulama alanında daha fazla yer bulması için en ideal sıcaklık olarak bulunmuştur.

7.2 Toz XRD Sonuçları

Tezin bu bölümünde, tek yüzeyine bakır difüze edilmiş Bi-2212 süperiletken malzemelerin kristallilik derecesi, tanecik yönelimi, ortalama tanecik boyutu, faz fraksiyonu ve kafes sabit parametreleri oda sıcaklığında atmosferik ortamda $2\theta = 3-60^\circ$ aralığında toz XRD ölçümleri ile incelendi. Yüksek faza (H) (Bi-2223), düşük faza (L) (Bi-2212) ve çok düşük faza (VL) (Bi-2201) ait kırınım ışınlarından gelen karakteristik desen pikleri H (hkl), L (hkl) ve VL (hkl) Miller indisleri ile Şekil 7.2'de detaylıca verilmiştir.



Şekil 7.2. XRD ölçüm sonuçları

Şekilden 7.2’den anlaşıldığı üzere, kristal düzleminden kırınımına uğrayan ışın demetlerinin büyük yansıma şiddetleri genel olarak (00l) kırınım yüzeyindendir. Bu da hazırlanan malzemelerin kristal yüzey yönelimlerinin c-yönünde olduğunu göstermiştir (Doğruer vd., 2012). Benzer olarak, malzemelerin 850 °C’ye kadar XRD deseninde bakır katyonu ya da herhangi bir faza ait kırınım deseni görülmemiştir. Ancak tavlama sıcaklığı 850 °C olduğu zaman, kristal yapı içerisinde hem VL faz hem de Cu katyonuna ait faz belirmeye başlamıştır. Bu bağlamda, 800 °C’ye kadar Cu iyonlarının Bi-2212 kristal örgüsünde çözünürlüğü gösterir (Vinu vd., 2008; Shabna vd., 2009). Diğer bir deyişle, faz fraksiyonu difüzyon tavlama sıcaklığı ile ciddi bir şekilde değişmektedir. Ayrıca, Şekil 7.2’den H fazına ait pik şiddetleri 750 °C’ye kadar belirgin bir şekilde artarken, bu tavlama sıcaklık değeri sonrası H fazı pikleri tekrar azalmakta ve tavlama sıcaklığı 850 °C olduğu zaman hem bakır katyonu hem de VL faza ait olan (006) VL ve (0012) VL pikleri XRD deseninde $2\theta = 21,88^\circ$ ve $43,75^\circ$ değerlerinde ortaya çıkmaya başlamıştır. Cu-850 süperiletken örneğinde yeni görünen pikler, aşırı difüzyon tavlama sıcaklığının malzemelerin kristal yapısına ve süperiletken özelliklerine açıkça zarar verdiğini göstermektedir.

Diğer bir deyişle, Bi-2212 fazının difüzyon tavlama sıcaklığına bağlılığının kırılma noktası 850 °C dir.

Çizelge 7.2. Saf ve bir yüzeyi bakır difüze edilmiş Bi-2212 süperiletken malzemelerin toz XRD verileri

<i>Bileşenler</i>	<i>a (Å)</i>	<i>c (Å)</i>	<i>Birim Kesir (≈%) 2212 - 2223 - Diğer (VL, Cu₂O ve Cu)</i>			<i>Ortalama Kristalit Boyutu (nm)</i>	<i>J_c (A.cm⁻²)</i>
Pure	5.41	30.62	82.8	17.2	0	53.4	281
Cu-600	5.40	30.96	75.1	24.9	0	58.7	335
Cu-650	5.38	31.79	67.3	32.8	0	61.6	376
Cu-700	5.33	34.02	63.6	26.4	0	64.3	409
Cu-750	5.32	34.68	60.4	39.6	0	68.1	421
Cu-800	5.40	30.86	76.1	20.3	4,6	57.2	310
Cu-850	5.43	30.55	67.7	14.9	17.4	49.4	118

Çizelge 7.2’de saf ve bir yüzeyine Cu difüzyon edilmiş numunelerin saflık faz yüzdelikleri listelenmiştir.

$$f_{(2223)} = \frac{\sum I_{2223(hkl)}}{\sum I_{2223(hkl)} + \sum I_{2212(hkl)} + \sum I_{2201(hkl)}} \quad (7.2)$$

$$f_{(2212)} = \frac{\sum I_{2212(hkl)}}{\sum I_{2212(hkl)} + \sum I_{2223(hkl)} + \sum I_{2201(hkl)}} \quad (7.3)$$

$$f_{(2201)} = \frac{\sum I_{2201(hkl)}}{\sum I_{2201(hkl)} + \sum I_{2212(hkl)} + \sum I_{2223(hkl)}} \quad (7.4)$$

Burada I, fazlara ait pik şiddetlerini göstermektedir. Yapılan hesaplamalara göre, saf Bi-2212 süperiletken malzemesinin L ve H fazları sırası ile %82,8 ve %17,2 olarak bulunmuştur. Tavlama sıcaklığının belirli bir değere (750 °C) kadar artması ile H faz değeri %39,6’a kadar artarken, buna karşın L fazı %60,4 değerine kadar gerilemiştir. Bu tavlama sıcaklığı değerine kadar diğer fazlar XRD deseninde görülmemiştir. Ancak, tavlama sıcaklığı artması ile hem Cu katyonuna ait fazlar hem de VL fazına ait pikler belirmiştir. Bu bağlamda, Cu-850 materyali için L ve H

fazları sırası ile %67,7 ve %14,9 olarak hesaplanırken, diğer fazlara ait pik değerlerinin kristal yapıdaki değeri %17,4 ($VL \approx \% 4$; $Cu_2O \approx \%7$ ve $Cu \approx \%7$)’tür. Bu sonuçlara dayanarak, 850 °C hem Bi-2212 hem de Bi-2223 süperiletken fazı için zararlıdır. Bu olgu da yukarıda direnç ölçümlerinde elde edilen sonuçları doğrulamaktadır. Aynı zamanda tavlama sıcaklığı ile fazlar arasındaki bu ilişki hücre kafes sabitleri ile de tartışılabilir. Bu çalışmada üretilen süperiletken numunelerin tetragonal birim hücre yapısına göre deneysel XRD sonuçlarından elde edilen d parametrelerini kullanarak kafes örgü sabitlerini (a ve c) hesapladık. Bulunan tüm değerler sayısal olarak Çizelge 7.2’de verilmiştir. Çizelgeden açıkça görüleceği üzere, a hücre parametresi saf numune için 5,41 Å olarak hesaplanırken, bu değer difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C’ye artması ile sistematik olarak 5,32 Å kadar azalırken, tavlama sıcaklığının daha da artması ile a-eksen uzunluğu tekrar hızlı bir şekilde artarak Cu-850 numunesi için 5,43 Å değerine uzamıştır. c-eksen uzunluğunu bulgularına gelindiğinde, saf numunenin değeri 30,62 Å olarak bulunmuştur. Bu değer difüzyon tavlama sıcaklığı değerinin artması ile monoton olarak Cu-750 materyali için 34,68 Å değerine kadar uzadığı hesaplanmıştır. Ancak, aşırı tavlama sıcaklığı ile c hücre parametre değeri bir anda hızlı bir düşüş yaparak Cu-850 malzemesi için 30,55 Å değerini almıştır. Tavlama sıcaklığının 750 °C’ye artmasıyla a kafes parametresinin azalması ve c-eksen uzunluğunun artmasının nedeni hem Cu-O₂ sıralı katmanlarındaki hareketli boşluk konsantrasyonlarının artması hem de Bi-O ikili katmanlarındaki oksijen seviyesindeki değeriilik değişimi olarak gösterilir (Sarun vd., 2009; Nguyen-Van-Huong vd., 1997). Ayrıca, ortalama kristal boyutunun tavlama sıcaklığı ile değişimi XRD deseninden çıkarılacak diğer bir sonuçtur. Bu çalışmada malzemelerin ortalama kristal boyutlarını Scherrer-Warren yaklaşımı kullanarak hesapladık (Cullity ve Stock, 2001; Yıldırım, 2013). Elde edilen tüm hesaplamaları Çizelge 7.2 içerisine yerleştirdik. Çizelge 7.2’den de görüleceği üzere, c-eksen uzunluğunun tavlama sıcaklığı ile değişimine benzer bir eğilim vardır. Kristalit boyutu saf Bi-2212 materyali için 53,4 nm olarak bulunurken, tavlama sıcaklığının 750 °C’ye kadar artmasıyla tanecik boyutu hızlı bir şekilde artarak Cu-750 numunesi için 68,1 nm olarak hesaplanmıştır. Bu değer Cu-800 malzemesi için 57,2 nm ve Cu-850 materyali için 49,4 nm (global minimum değer) olarak bulunmuştur. Yapılan hesaplamalara göre, tanecik boyutu maksimum büyüklüğüne optimum tavlama sıcaklığında taneciklerdeki kuplajlanmanın ve kristal düzlem yöneliminin gelişmesi ile ulaşır. Diğer bir yandan, tavlama sıcaklığının aşırı

artmasıyla ortalama kristal büyüklüğündeki hızlı azalma ise Cu-O₂ sıralı katmanlarındaki lokal yapısal kusurlarının, kafes gerilmelerinin, çarpıklıklarının, bozukluklarının ve tanecikler arası etkileşim problemlerinin artmasından kaynaklandığı gösterilebilir.

7.3 Bi-2212 Materyalinin Kritik Akım Yoğunluğu Araştırması

Tezin bu kısmında, Bi-2212 ana matrisine bakır atomları eklenmesiyle çalışılan materyallerin hem akı çivileme mekanizmasına hem de malzemelerin kristal yapısında Cu-O₂ sıralı katmanlarındaki süperiletken tanecikleri arasında etkileşim kalitesine etkisi transport kritik akım yoğunluğu deneysel ölçümleri ile araştırıldı. Bilindiği üzere, tanecikler arası sınır bağlantılarını incelemek için transport kritik akım yoğunluğu (J_c^{trans}) ve magnetik kritik akım yoğunluğu (J_c^{mag}) olmak üzere temelde iki farklı kritik akım yoğunluğu inceleme mekanizması vardır. Ayrıca, bu iki ölçüm aracılığıyla araştırmacılar yapısal deformasyon hakkında, kütle yoğunluğu araştırmalarından daha detaylı bilgiye sahip olur. Ancak, bu metotlar arasında ilki (transport bulgular) uygulanan akımın tüm materyaldeki bulunan kusurlar (noktasal, çizgisel, düzlemsel ve hacimsel) boyunca akmasının sonucunda elde edildiğinden dolayı daha güvenli sonuç verir. Bu yüzden, bu metot bilim insanlarınca daha fazla tercih edilenidir (Tinkham, 1996; Ketterson ve Song, 1999). Diğer bir yaklaşımla, manyetik kritik akım yoğunluğu gerçek akım yoğunluğu değerlerinden çok daha büyük değerler olarak bulunur. Kristal yapıdaki taneciklerin birleşmiş/ bütünleşmiş olgusundan dolayı hem düşük hem de yüksek manyetik alan altında da kritik akım yoğunluğu gerçek değerinden daha büyük olarak ölçülür (Horvat vd., 2004). Biz de tez kapsamında çalışılan numunelerin gerçek kritik akım yoğunluklarına daha yakın sonuçlar elde edebilmek için transport kritik akım yoğunluğu deneylerini gerçekleştirdik. Bulunan akım yoğunluğu değerleri ile Bi-2212 katı inorganik malzemelerin kristal örgüsüne bakır atomları katkısının akı çivileme mekanizmalarındaki ve süperiletken tanecikler arasındaki bağlanma kalitesindeki değişimleri detaylı olarak yorumlandı. Geleneksel kabule göre, sıcaklığın, akımın ve uygulanan manyetik alanın artması Bi-2212 gibi ikinci tip süperiletken malzemelerinin doğasında bulunan girdapların daha hızlı hareket etmesini sağlar (Gupta vd., 2010). Bu yüzden, malzemelerin kristal yapısı içerisinde oluşturulacak

yapay etkili akı çivileme merkezleri (yapay kusurlar) bu tür materyallerin eksik özelliklerini tamamlamasına ve çeşitli yeni, çekici ve uygulanabilir alanlarda kullanılmasına olanak sağlayacaktır (Yıldırım vd., 2014). Bu çalışmada, Bi-2212 krsital yapısına bakır atomları katkılayarak tanecik içi ve tanecik sınırları arası boyunca etkili çekirdeklenme merkezleri (yapay akı çivileme merkezleri) oluşturularak girdapların çivilenmesi sağlanacaktır. Sabit sıvı azot sıcaklığında (77K) numuneler için bulunan transport kritik akım yoğunluğu (J_c) değerlerine gelindiğinde, saf numunenin J_c değeri 281 A.cm^{-2} olarak bulunmuş iken, bu değer difüzyon tavlama sıcaklığının artması ile sürekli artmakta ve sıcaklık $750 \text{ }^\circ\text{C}$ 'ye geldiğinde J_c değeri global maksimumu ulaşmış (421 A.cm^{-2}), sıcaklıktaki artışla bu değer tekrar 310 A.cm^{-2} 'ye kadar düşmüştür. Tavlama sıcaklığının daha da artması ile bulunan J_c değeri 118 A.cm^{-2} 'ye kadar gerilemiştir (bkz. Çizelge 7.2). J_c değerindeki hızlı değişimin temel nedeni yüksek elektronegatif bakır atomları akı çivileme bölgelerine sıkıca bağlanıp yapay çekirdeklenme merkezi oluşturularak kritik akım yoğunluğunun artmasına neden olmuş olmasındandır (Dew-Hughes, 1974; Brandt, 1995). Diğer bir yandan, J_c 'deki azalma ise Bi-2212 kristal yapısına aşırı miktarda yabancı bakır atomlarının girmesi (kalıcı lokal yapı kusurlarının, çarpıklıklarının, bozuklukların, tanecikler arasındaki sınır birleşmelerinin ve tanecik yönelimi problemlerinin artması) akı çivileme mekanizmasına ve süperiletken tanecikler arasındaki bağlanma kalitesinin azalmasına neden olmasından dolayıdır. Özet olarak, Bi-2212 kristal yapısındaki girdap hareketleri sistemdeki bakır atomu konsantrasyonlarına hassas bir şekilde bağlı olduğu bulunmuştur.

7.4 Bi-2212 materyalinin kütle yoğunluğunun bakır atomlarla değişimi

Kütle yoğunluğu ikinci tip süperiletken malzemelerin tanecikler arası sınır bağlantılarının ve transport özelliklerini incelemek için vazgeçilmez karakterizasyon metotlarından birisidir. Bu yüzden bilim insanları yoğunluk ölçümleri ile süperiletken sistemlerin sergilediği kritik akım yoğunluğu ve tanecik bağlantıları arasındaki ilişkiyi rahatlıkla inceler. Bu çalışmada, difüzyon tavlama sıcaklığının bakır difüze edilmiş Bi-2212 malzemesine olan etkisini Arşimet yasası vasıtasıyla inceledik. Saf BSCCO sistemin yoğunluğuna göre normalize edilmiş deneysel bulgular önceki bölümde detaylı olarak verilmiştir (bkz.Çizelge 7.1). Hesaplamalarda

saf BSCCO materyalinin yoğunluğu $\approx 6,302 \text{ g/cm}^3$ olarak kabul edilmiştir (Zalaoğlu vd., 2015; Kocabaş ve Çiftçioğlu, 2000). Tablodan görüleceği üzere, üretilen katı süperiletken malzemelerin kütle yoğunlukları difüzyon tavlama sıcaklığının 750°C 'ye kadar artması ile $5,961$ den $6,151 \text{ g/cm}^3$ 'e yükseldiği görülürken, tavlama sıcaklığının artması ile bu değer Cu-800 numunesi için $6,002 \text{ g/cm}^3$ 'e düşmüştür. Sıcaklık 850°C olduğu zaman kütle yoğunluğu $5,877 \text{ g/cm}^3$ gibi bir değere kadar gerilemiştir. Yoğunluk değerinin tavlama sıcaklığı ile artmasının temel nedeni yeteri kadar yabancı bakır atomunun Bi-2212 kristal örgü yapısına (hem tanecik içine hem de tanecikler arası sınırlara) katılması ile süperiletken tanecikler arası etkileşim sürekli olarak iyileşmiştir. Ancak, diğer taraftan aşırı tavlama sıcaklığı (Bi-2212 kristal yapısında Cu-O₂ sıralı katmanlarına aşırı bakır atomu girmesine neden olur) yeni oluşan kalıcı lokal yapı kusurlarının, çarpıklıklarının, bozuklukların, tanecikler arasındaki sınır birleşmelerinin ve tanecik yönelimi problemlerinin artması yüzünden materyalin yoğun bir kristal yapı oluşumunu engeller. Bu yüzden, aşırı tavlama sıcaklık değeri kritik akım yoğunluğunun azalmasına neden olur. Zaten bu sonucu *Materyallerin Kritik Akım Yoğunluğu Araştırması* kısmında elde etmiştik.

7.5 Saf ve tek yüzeyi Cu difüze edilmiş Materyallerin Boşluk Parametrelerine Teorik bir Bakış

Bu kısımda malzemelerin gözenek parametrelerini (tanecik derecesi) teorik olarak hesaplandı.

Burada ρ_{saf} saf BSCCO materyalinin yoğunluğu iken, ρ_{mat} ise bakır katkılanmış numunelerin bağıl yoğunluğu göstermektedir (Poole vd., 1995; Reddy vd., 1996).

$$P = \frac{\rho_{\text{saf}} - \rho_{\text{mat}}}{\rho_{\text{saf}}} \times 100 \quad (7.5)$$

Hesaplanan tüm değerler Çizelge 7.1'e titizlikle yerleştirilmiştir (bkz. Çizelge 7.1). Bulunan bu değerlere göre, deneysel kütle yoğunluğu bulgularının tam tersine, tavlama sıcaklığının artması ile boşluk parametresi (P) % 5,41'den % 2,40'a kadar düşerken, sıcaklığının 800°C olduğu zaman P değeri tekrar artarak % 4,76'a kadar artmıştır. Hatta Cu-850 materyali için P parametresi % 6,74 gibi en yüksek değerine

tırmanmıştır. Çok hızlı artmasının temel nedeni Bi-2212 kristal matrisinde kusurlardan kaynaklanmaktadır.

7.6 Deneysel Mikrosertlik Bulguları

Tezin bu bölümünde bir yüzeyine bakır difüzyonu gerçekleştirilen Bi-2212 süperiletken malzemelerin mekanik performanslarının ve karakteristiklerinin tavlama sıcaklığı ve 0,245 N-2,940 N uygulanan sabit test yükleri ile nasıl değiştiğini inceledik. Bu bağlamda, ilk olarak tavlama prosesinden sonra mekanik performans ve mikro yapı arasındaki ilişki tartışılacaktır. İkinci olarak, çalışılan materyallerin tipik çentik boyut etki (ISE) ve ters çentik boyut etki (RISE) davranışını statik sıkıştırma yük altında belirlenecektir. Burada, ISE olarak kısaltılan özellik uygulanan çentik test yükünün artması ile doğru mikrosertlik değerlerinin (doğrusal olmayan) azalması olarak bilinir ve Vickers sertlik değerleri uygulanan kuvvetlere ters olarak bağımlıdır (Elmustafa ve Stone, 2003).

Diğer bir yandan, RISE davranış özelliği ise mikrosertlik karakteristiklerinin uygulanan test yükü ile artması ile ilişkilidir ve Vickers sertlik değerleri uygulanan kuvvetlere doğrusal olarak bağımlıdır (Sangwal, 2000; Awad vd., 2011). ISE ve RISE davranışları arasındaki temel fark, çalışılan malzemelerin yüzey enerjileri arasındaki farktan kaynaklanmaktadır (Zalaoğlu vd., 2013). Üçüncü olarak, deneysel mikrosertlik sonuçlarından, süperiletken malzemelerin metalürji, teknolojik, mühendislik, endüstri ve büyük ölçekli mühendislik uygulamalarından sorumlu olan, elastik modülü, kırılma tokluğu, akma mukavemeti, kırılma endeksi, eğilme dayanımı ve elastik sertlik katsayısı gibi önemli mekanik özellikler de tartışılacaktır. Son olarak da, malzemelerin doyumluk (plato) bölgelerinde yükten bağımsız mekanik özellikleri değişimi farklı teorik yaklaşımlar kullanılarak modellenen ve bir yüzeyi bakır difüze edilmiş numunelerin modellenmesi kullanılacak en iyi teorik teknik belirlenecektir.

Çok iyi bilindiği üzere, kuprat süperiletken (seramik) malzemeler kristal yapılarındaki Cu-O₂ sıralı katmanları boyunca oluşan tanecik sınırlarındaki kusurları, çarpıklıkları ve bozuklukları yüzünden kırılma bir doğaya sahiptir (Sheahan, 2002). Kristal örgüdeki yabancı katkıların varlığı düzensiz tanecik yönelimlerinin ve sınır

tanecik zayıf-bağlantılarının artmasına daha fazla katkıda bulunur. Bu yüzden, kritik gerilme değeri çarpıcı bir şekilde azalır ve dislokasyon hareketleri, boşluk ve çatlak ilerlemesi kristal yapı içerisinde kritik hız değerine çabucak ulaşır. Diğer bir deyişle, kristal matrise yeni katkılanan materyaller yapay boşluklar ve çatlaklar tüm malzeme boyunca yayılması hızlandırır. Sonuç olarak, boşluk ve çatlak ilerlemeleri kontrol dışı olur ve numuneler ani bir şekilde kırılır.

Diğer bir taraftan, bazen kristal örgüye katkılanan materyaller çalışılan malzemelerin gerilme arttırıcı ve çatlak oluşumu bölgelerini baskılar. Böylece, çatlak hızlandıran kusurlar, dislokasyon hareketleri ve çatlak ilerlemesi ciddi bir şekilde kırılma bölgelerinden saparlar, yavaşlar ve hatta hiçbir şekilde kritik yayıma hızına ulaşamaz. Bu çalışmamızda, bir yüzeyi bakır ile kaplanmış Bi-2212 süperiletken malzemelerin mekanik özelliklerine üzerine tavlama sıcaklığının (850 °C'ye kadar) pozitif veya negatif etkilerini 0,245 N-2,940 N'luk statik test yüklerde gerçekleştirilen Vickers sertlik ölçümleri vasıtasıyla araştırdık. Elde edilen ölçüm sonuçları Çizelge 7.3'ün içerisinde detaylıca verilmiştir.

Çizelge 7.3. Deneyisel bulgular tablosu-I

Örnekler	F (N)	d(μm)	Hv (GPa)	E (GPa)	Y (GPa)	KIC (GPa ^{1/2})	C11 (GPa)	B1
	0,245	10,0662	4,48371	367,50056	1,49457	1,265820857	13,81547	3,542136295
	0,49	14,9589	4,0607	332,82918	1,35357	1,204630742	11,61587	3,370908493
Pure	0,98	21,2348	4,03027	330,33504	1,34342	1,200108651	11,46396	3,358254268
	1,96	30,0498	4,02509	329,91046	1,34170	1,199337153	11,43819	3,356095483
	2,94	36,8104	4,02355	329,78424	1,34118	1,199107704	11,43053	3,355453381
	0,245	9,2844	5,27067	432,00256	1,75689	1,394278136	18,33434	3,780214194
	0,49	13,6246	4,895	401,21133	1,63167	1,343670713	16,10895	3,643005651
Cu-650	0,98	19,4297	4,8139	394,56409	1,60463	1,332493304	15,64479	3,612701081
	1,96	27,5002	4,80604	393,91986	1,60201	1,331405036	15,60012	3,609750504
	2,94	33,6830	4,8054	393,86740	1,60180	1,331316379	15,59648	3,609510164
	0,245	9,0117	5,59449	458,54398	1,86483	1,439659262	20,35077	3,885982016
	0,49	13,1679	5,2404	429,52153	1,74680	1,393354698	18,15047	3,760994961
Cu-700	0,98	18,7857	5,1496	422,07924	1,71653	1,38123067	17,60369	3,728269369
	1,96	26,5907	5,14042	421,32681	1,71347	1,379998979	17,54881	3,724944786
	2,94	32,5966	5,13104	420,55800	1,71035	1,378739337	17,4928	3,721544647
	0,245	8,6927	6,01257	492,81128	2,00419	1,544411407	23,08635	3,893114213
	0,49	12,6254	5,70049	467,23211	1,90016	1,503796333	21,03034	3,790732743
Cu-750	0,98	18,0721	5,5643	456,06950	1,85477	1,485724194	20,15897	3,745176947
	1,96	25,5855	5,55228	455,08430	1,85076	1,484118598	20,08283	3,741129589
	2,94	31,3691	5,54048	454,11713	1,84683	1,482540694	20,0082	3,737152054
	0,245	9,6245	4,90466	402,00310	1,63489	1,329967533	16,16462	3,687804309
	0,49	14,2276	4,48888	367,92432	1,49629	1,272347047	13,84336	3,528031138
Cu-800	0,98	20,2285	4,44123	364,01876	1,48041	1,265575973	13,58722	3,509255939
	1,96	28,6367	4,43554	363,27289	1,47738	1,264278734	13,53854	3,505658905
	2,94	35,0592	4,43213	363,55238	1,47851	1,264764987	13,55677	3,507007267
	0,245	11,9640	3,17408	260,15871	1,05803	1,165345	7,547989	2,723726
	0,49	15,8228	3,6294	297,47833	1,20980	1,246129	9,543572	2,912540
Cu-850	0,98	22,3181	3,64849	299,04301	1,21616	1,249402	9,631591	2,920189
	1,96	31,5441	3,65278	299,39463	1,21759	1,250136	9,651419	2,921906
	2,94	38,6292	3,65358	299,46020	1,21786	1,250273	9,655118	2,922226

Çizelge 7.3’de açıkça görüldüğü üzere tek yüzeyi Cu difüze edilmiş süperiletken malzemelerin mekanik performansları 750 °C’lık tavlama sıcaklığına kadar sürekli olarak düzenli bir şekilde artarken, bu tavlama sıcaklığı değeri üstünde malzemelerin mekanik performansları ciddi bir şekilde zarar görür. Hatta, bu özellikler 850 °C gibi tavlama sıcaklığında mekanik davranış global minimum noktasına kadar azalır. Mekanik performans davranışları arasındaki fark Cu-O₂ sıralı katmanları boyunca artan/azalan lokal yapısal kusurlar, hatalı tanecik yönelimleri, sınır tanecik zayıf-bağlantıları, çarpıklıklar, bozukluklar ve süperiletken tanecikler arası etkileşimlerden kaynaklanmaktadır. Bu bağlamda, tek yüzeyi bakır difüze edilmiş Bi-2212 süperiletken malzemelerin kristallilik derecesinin gelişmesi için optimum tavlama sıcaklık değeri 750 °C olarak belirlenmiştir. Burada şunun da altında çizmek gerekirse kritik gerilme değerinin artmasına neden olan optimum tavlama sıcaklığı, kristal örgü boyunca çatlak büyümesinin hızını azaltır (boşluk ve çatlak ilerlemesini yavaşlatır). Uzun lafın kısası, Bi-2212 kristal yapısına optimum bakır iyonu girmesi yapı içerisindeki kalıcı boşluk ve çatlakların kritik yayılma hızına gelmesine neden olur. Bunun yanı sıra, deneysel grafikler mekanik sertlik, dayanıklılık, kırılma ve eğilme dayanımının 750 °C tavlama sıcaklığına kadar ciddi bir şekilde arttığını göstermiştir. Bu da Bi-2212 kristal dokunun dayanıklı tetragonal fazının arttığına işaret eder. Ancak, yukarıdaki bahsedilen karakteristik özellikler, 750 °C gibi kritik bir tavlama sıcaklık değerinden sonra gerilme-kaynaklı faz dönüşüm mekanizmanın varlığı yüzünden hızlı bir şekilde azalmaktadır. Diğer bir deyişle, kristal matris içerisine fazla miktarda bakır iyonu girmesi Bi-2212 sisteminde var olan gerilme arttırıcı ve çatlak oluşumu bölgelerinin artmasına neden olur. Böylece 800 °C ve özellikle 850 °C tavlama sıcaklığında hazırlanan materyallere uygulanan çentik yükü, malzemelerin kristal örgülerinde artan yapay boşlukları ve çatlakları diğer çalışılan örneklerle göre çok daha kolay hareket ettirebilir.

Bu çalışmada malzemelere ait farklı statik sıkıştırma yükü altında Vikers sertlik (H_v) parametreleri aşağıda verilen denklemden bulunmuştur:

$$H_v = 1854,4 \left(\frac{F}{d^2} \right) \quad (7.6)$$

Burada F uygulanan çentik test yüküken H_v kısaltması hazırlanan malzemelerin mikrosertlik değeri ile ilgili parametredir. d ile gösterilen nicelik ise ortalama köşegen uzunluğudur. Malzemeler için hesaplanan tüm mikrosertlik değerleri Çizelge 7.3’de detaylı olarak verilmiştir. Çizelge 7.3’den görüldüğü üzere, 0,245 N’luk sabit çentik test kuvvetinde, Vickers sertlik değerleri ilk başta 750 °C tavlama sıcaklığına kadar 4,484 GPa dan 6,013 GPa artarken, bu değerden sonra hızlı bir düşüş ile Cu-800 örneği için 4,905 GPa ve hatta Cu-850 materyali için 3,174 GPa bulunmuştur. Benzer olarak, (Cu-850 malzemesi) dışında mikrosertlik değerleri uygulanan çentik kuvvetin artması ile artmaktadır. Cu-850 için uygulanan kuvvetle Vickers sertlik değerlerinin arttığı gözlemlenmiştir. Ancak, uygulanan her test yükü için bulunan mikrosertlik değerleri tüm numunelerin elde edilen değerlerinden daha düşük olarak görülmüştür.

Örnek olarak, bu tez kapsamında çalışılan numunelerde 2,940 N’luk çentik test yükü altında maksimum H_v değeri Cu-750 için 5,541 GPa civarında hesaplanırken, minimum (3,654 GPa) değer Cu-850 için bulunmuştur. Bu da ilk malzemenin uygulanan kuvvete karşı daha az hassas olduğunu gösterirken, ikinci malzeme çentik yüküne karşı daha çok/hızlı cevap verir. Benzer olarak, Cu-750 malzemesinin uygulanan yük ile mikrosertlik değerlerinin daha az değiştiği ve plato bölgesine daha geç geldiği de Cu-750 materyalinin kuvvete karşı daha dirençli olduğunu gösterir. Ayrıca, mikrosertlik hesaplamaları test yükü kristal yapıda dislokasyona, boşluklara ve çatlaklara (özellikle de Cu-850 malzemesinde) neden olduğunu göstermiştir.

Çizelge 7.3’den çıkarılacak diğer bir sonuç da Cu-850 malzemesi dışında üretilen tüm malzeme uygulanan test yükünün artması ile yükten bağımsız mikrosertlik değerlerinin nonlineer olarak azalırken, Cu-850 örneği uygulanan kuvvet ile yükten bağımsız Vickers değerleri nonlineer olarak artar. Böylece, Cu-850 malzemesi kristal yapısında sadece plastik (terslenemez) deformasyon sergilerken, diğerleri kristal sisteminde hem elastik (terslenir) hem deplastik (terslenemez) deformasyon gösterir. Bu bağlamda, Cu-850 materyali alışılmadık çentik boyut etkisi (RISE) davranışı gösterirken, diğer tüm malzemeler tipik çentik boyut etkisi (ISE) doğasını sergiler. Ancak, ISE davranışı tavlama sıcaklığının 750 °C’ye kadar artması ile gelişirken, 800 °C’de bu özellik hızlı bir şekilde geriler. Bu veriler ışığı altında,

aşırı tavlama sıcaklığı (Bi-2212 kristal yapısına aşırı miktarda bakır difüzyonu) Bi-2212 süperiletken materyalinin mekanik karakterine ciddi bir şekilde zarar verir. Bu yüzden çatlak başlatan kusurlar, dislokasyon hareketleri ve çatlak yayılması tüm malzeme boyunca kolaylıkla ivmelenir ve çalışılan malzeme eski formuna göre daha rahat bir şekilde kırılır.

Tez kapsamında çalışılan malzemelerin plato ve doyumluk limitlerinin incelenmesine gelindiğinde, Cu-850 materyali kendi doyumluk limitine diğer malzemelere göre daha çabuk gelir. Bu da bize Bi-2212 kristal örgüde aşırı bakır görülmesi, materyalin yapısındaki gerilme arttırıcı ve çatlak başlama bölgelerinin hızlı oluşumunu sağladığını gösterir. Böylece, kritik gerilme değerindeki azalma yüzünden materyalin eğilme mukavemeti ve dayanıklılığı ciddi bir şekilde azalır.

Bunun yanı sıra, mikrosertlik parametreleri materyallerin doyumluk bölgelerinde (orijinal mikrosertlik değerleri yüzünden) uygulanan test yükü ile nerede ise hiç etkilenmezler. Bu açıdan, yükten bağımsız elastik modülü (E), akma mukavemeti (Y), kırılma tokluğu (K_{IC}), elastik sertlik katsayısı (C_{11}) ve kırılma endeksi (B) parametrelerini uygulanan her test yükü için doğru mikrosertlik değerlerini kullanarak aşağıdaki denklemler vasıtasıyla hesapladık.

$$E = 81,9635H_v \quad (7.7)$$

$$Y \approx \frac{H_v}{3} \quad (7.8)$$

$$K_{IC} = \sqrt{2E\alpha} \quad (\alpha, \text{ yüzey enerjisi}) \quad (7.9)$$

$$B = \frac{H_v}{K_{IC}} \quad (7.10)$$

$$C_{11} = H_v^{7/4} \quad (7.11)$$

Tüm hesaplanan değerler Çizelge 7.3'te verilmiştir. Çizelge 7.3'e göre, hem difüzyon tavlama sıcaklığı hem de çentik test yükü, elde edilen tüm değerleri ciddi bir şekilde etkilediği gözlenmiştir. Uygulanan sabit bir yük altında, tüm elastik

(Young) modül (E), akma mukavemet (Y), kırılma tokluk (K_{IC}), elastik sertlik katsayı (C_{11}) ve kırılma endeks (B) parametreleri tavlama sıcaklığının $750\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye kadar artmasıyla sistematik olarak yükselirken, bu sıcaklık değerinden sonra azalmaya başlar. Hatta tavlama sıcaklığı $850\text{ }^{\circ}\text{C}$ olduğu zaman yukarıdaki parametreler ciddi bir şekilde zarar görür ve uygulanan sabit çentik yükü altında en küçük değerlere sahip olur. Tavlama sıcaklığı ile bu değişim, kristal yapı ile direkt olarak ilişkilidir. Uygulanan çentik yükünün artması ile tez kapsamında çalışılan malzemelerin (Cu-850 örneği dışında) elde edilmiş olan tüm parametreleri monoton olarak azaldığı tespit edilmiştir. Cu-850 malzemesine gelindiğinde, materyalin RISE davranış özelliğini göstermesinden dolayı uygulanan çentik yükünün artması ile yukarıdaki tartışılan parametreler artma eğiliminde olduğu bulunmuştur. Ancak, elde edilen tüm (E , Y , K_{IC} , C_{11} ve B) parametreler diğer numuneler için hesaplanan değerlerden küçük olduğu görülmüştür. Tüm bu verilerin ışığı altında, tavlama sıcaklığının belli bir değere kadar artması (kristal örgüyü geliştiren) Bi-2212 malzemesinin plastik deformasyon ve gerilmelerine karşı direncini ciddi bir şekilde geliştirmiş olduğunu söylemek doğrudur. Bu yüzden, mekanik dayanım, mukavemet azalma yüzünden materyalin eğilme mukavemeti, sabitliği, sağlamlığı ve dayanıklılığı büyük ölçüde artar.

Ancak, yine de yapay kusur, boşluk ve çatakların uygulanan çentik yükündeki artma ile çoğalmasa üretilen materyallerin mekanik performansına (anlık da olsa) zarar verdiğini söylemek tamamıyla doğrudur. Bu bağlamda, $0,245\text{ N}$ çentik test yükü altında maksimum elastik modülü $492,811\text{ GPa}$, akma mukavemeti $2,004\text{ GPa}$, kırılma tokluk $4,019\text{ GPam}^{1/2}$, elastik sertlik katsayı $23,086\text{ GPa}$ ve kırılma endeks $1,496\text{ m}^{-1/2}$ değerleri Cu-750 süperiletken numunesi için elde edilmiştir. Bu değerler, Cu-850 materyali için sırasıyla $260,159\text{ GPa}$, $1,058\text{ GPa}$, $3,206\text{ GPam}^{1/2}$, $7,548\text{ GPa}$ ve $0,990\text{ GPa}$ olarak bulunmuştur. Ayrıca, kırılma tokluk değerlerindeki değişime göre, belli bir değere kadar artan difüzyon tavlama sıcaklığı ($750\text{ }^{\circ}\text{C}$) düzensiz kristal örgülerinden oluşan gerilme enerjisini azaltır ve böylece malzemenin mukavemeti artar. Diğer yandan, aşırı tavlama sıcaklık değeri ise Bi-2212 kristal dokusunun kritik gerilme değerini azaltarak, kristal yapıdaki dislokasyon, boşluk ve çatlak ilerlemesini kontrolüne zarar verir. Yani, malzemenin mukavemeti azalır ve kırılma endeksi artar. Zaten bulunan kırılma endeks değerleri de bu gerçeği

desteklemektedir. Bu bağlamda, Cu-750 materyali kristal yapısındaki sıralı katmanlarında en güçlü bağlanmaya ve mekanik sağlamlığa sahiptir.

Bu bölümü özetleyecek olursak optimum difüzyon tavlama sıcaklığı lokal yapısal kusurlarının, hatalı tanecik yönelimlerinin, sınır tanecik zayıf-bağlantılarının, çarpıklıkların, bozuklukların ve özellikle de tanecikler arası etkileşme problemlerinin azalması yüzünden dayanıklı tetragonal fazı güçlendirir. Diğer bir deyişle, optimum tavlama sıcaklığına maruz kalan materyalin kristal yapı içerisindeki boşluklar, çatlaklar ve dislokasyonlar süperiletken taneciklerin içerisini (transgranular bölgeleri) tercih eder. Bu yüzden, çatlak başlatan kusurlar, dislokasyon hareketleri ve çatlak ilerlemesi büyük ölçüde yavaşlar ve başka yöne sapar. Bu da malzemenin mekanik özelliklerin, eğilme mukavemetinin ve dayanıklılığının ciddi olarak artması anlamına gelmektedir. Diğer bir taraftan, aşırı yüksek tavlama sıcaklığı materyalin kristal matrisindeki kusurlar, dislokasyon hareketleri ve çatlak tanecikler arasında ilerlemeyi tercih eder. Tanecikler arası kırılma (tanecikler arasındaki bağ yapısının zayıflaması veya kırılma) Cu-850 malzemesinin kristal matrisi boyunca daha baskın hale gelir ve çatlaklar kritik ilerleme hızına çok daha çabuk ulaşır. Bu yüzden aşırı tavlama sıcaklığı malzemenin daha kolay kırılmasına yardımcı olur. Bu olay da, süperiletken malzemelerin potansiyel teknolojik, endüstri ve büyük ölçekli uygulamaları için büyük engel teşkil etmektedir.

7.7 Orijinal Vickers Sertlik Değerlerin Mekanik Modellemesi

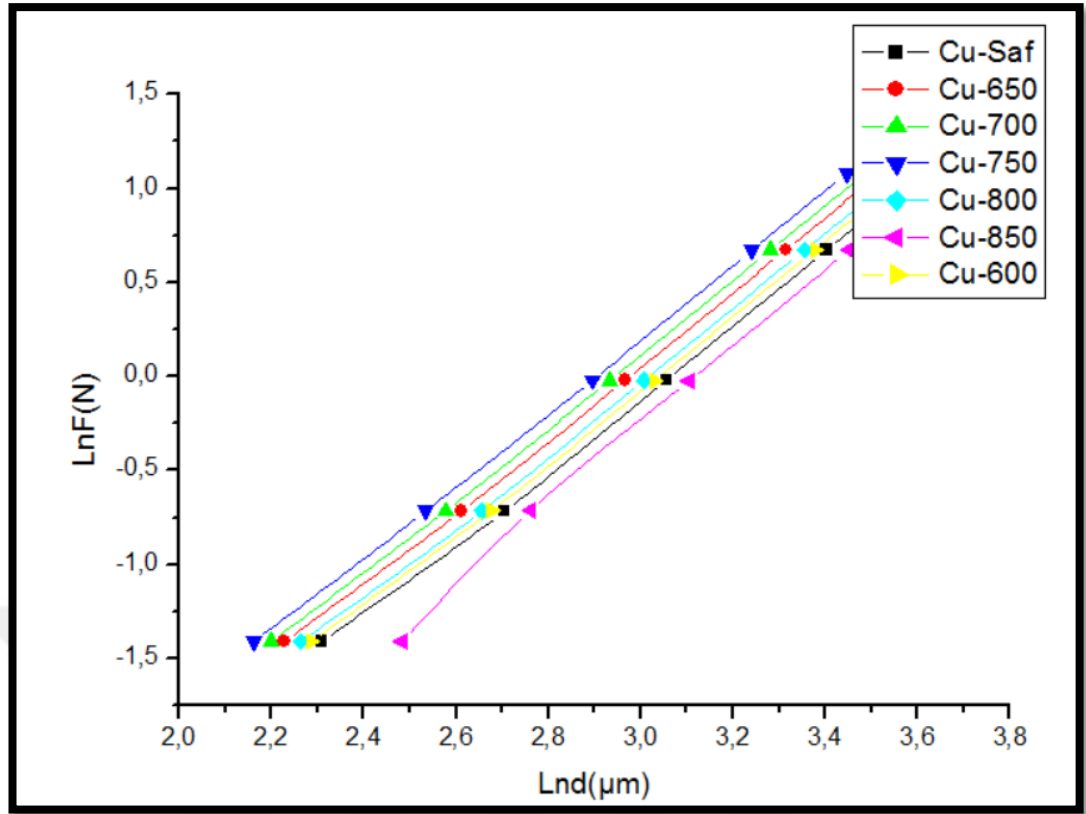
Tezin bu bölümünde, Bi-2212 süperiletken malzemelerin mekanik özelliklerini ve performanslarının bakır difüzyonu ile nasıl değiştiğini; Meyer Kanunu (MK), Orantılı Numune Direnci Modeli (ONDM), Modifiyeli Orantılı Numune Direnci Modeli (MONDM), Elastik/Plastik Deformasyon (EPD), Hays Kendall (HK) ve Çentik-Kaynaklı Çatlak (ÇKÇ) gibi 6 farklı teorik modeller ile inceledik.

7.7.1 Meyer Kanununa (MK) Dayalı İnceleme

Son yirmi yıldır, birçok araştırmacı popüler teorik yaklaşımlarla süperiletken malzemelerin mekanik özellikleri üzerine çalışmalar yapmaktadır. Meyer kanunu bu tür malzemelerin temel karakteristik özelliklerini (hem ISE hem de RISE) incelemede kullanılan teorik modellerden biridir. Model, statik çentik test yükünün (F) iğne ucunun bıraktığı izinin üstel kuvvet n (d^n) ile değişimi arasındaki ilişkiyi inceler. Bu model ayrıca kalitatif olarak aşağıda verilen denklem ile tasvir edilir (Ling ve Yan, 1988):

$$F = A_{Meyer} d^n \quad (7.12)$$

Buradaki formülde n kuvvet katsayısı herhangi bir uygulanan kuvvetteki Meyer sayısını gösterirken, A_{Meyer} parametresi standart mikrosertlik sabitidir. Meyer sayısına bakarak bilim adamları çalışılan malzemelerin ISE veya RISE özelliği sergilediğini kolayca kara verebilir. Şöyle ki, Meyer Kanununa göre n değeri için 3 farklı skala vardır. İlki, eğer n parametresi 2'den küçük ise ($n < 2$) malzeme tipik ISE davranışını sergiler. İkinci olarak, eğer n değeri 2'den büyük ise, çalışılan materyalin mikrosertlik değerleri uygulanan test yüküne direkt olarak bağlıdır. Son duruma gelindiğinde, malzemenin Vickers değerlerinin statik çentik test yükü ile değişimi için n değeri tam olarak 2'dir ($n=2$). Bu tür materyaller Kick malzemeleri olarak geçer ve malzemeler uygulanan test yükünden bağımsızdır (Kölemen vd., 2006; Mohammed vd., 2009). Tez kapsamında çalışılan saf ve Cu yüzey katmanlandırılmış materyallerin mekanik karakterizasyonunun incelenmesine gelindiğinde, Meyer katsayısı n i bulabilmek için $\ln F$ 'in $\ln d$ 'ye göre fonksiyonunun lineer değişim grafiklerini Şekil 7. 3'te verdik.



Şekil 7.3. Lnf-lnd grafiği

Ekstrapolasyon yöntemine göre, grafikteki eğrilerin eğimleri bize n parametrelerini verirken, Y aksisini kesim noktaları da A_{Meyer} değerlerini verir. Bu şekilde hesaplanmış parametrelerin yorumuna geçmeden önce, hazırlanan tüm malzemelerin (Cu-850 dışında) Meyer katsayısı $n < 2$ olduğu için materyaller standart ISE davranışını sergilediği gözlemlenmiştir (Doğruer vd., 2013). n , Meyer katsayısı sıcaklığının belli bir değere kadar (750 °C) artması ile sürekli olarak artarken ($n < 2$ olmak şartı ile) 750 °C'nin üstünde n değeri tekrar düşmeye başlamıştır.

Çizelge 7.4. Deneysel bulgular tablosu-II

Örnekler	α	β	n	Whk	Wmpsr	Aompsr	Aimpsr	Azepd	Ashk	de	lnA(GPa)	m	K2
Pure	0,00218	0,0021	1,92773	0,01457	0,0561	-0,00415	0,00224	0,04584	0,00216	0,02282	-5,89129	-0,19543	-0,3774
Cu-650	0,00225	0,00251	1,9353	0,01473	0,04932	-0,00377	0,00266	0,05015	0,00258	0,02167	-5,74359	-0,2138	-0,31316
Cu-700	0,00226	0,00269	1,93901	0,01523	0,04029	-0,00282	0,00282	0,05186	0,00275	0,02112	-5,69086	-0,21075	-0,19967
Cu-750	0,00242	0,0029	1,94006	0,01639	0,03699	-0,00241	0,00303	0,05388	0,00297	0,02172	-5,61871	-0,22153	-0,19137
Cu-800	0,0022	0,00232	1,93153	0,01411	0,05551	-0,00434	0,00247	0,04815	0,00238	0,02197	-5,80988	-0,20238	-0,20238
Cu-850	-0,00261	0,00205	2,09471	-0,01975	-0,09282	0,00668	0,00186	0,04533	0,00199	-0,03042	-6,55212	0,22578	3,38874
	0,00261												

Çizelge 7.4'den görüleceği üzere en büyük n değeri 1,94006 olarak Cu-750 materyali için bulunmuştur. Bu bağlamda, difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye

kadar artması ile Cu-O₂ sıralı katmanları boyunca lokal yapısal kusurlar, hatalı tanecik yönelimleri, sınır tanecik zayıf-bağlantıları, çarpıklıklar, bozukluklar ve süperiletken tanecikler arası etkileşimler sürekli azalmaktadır. Diğer bir deyişle, malzemelerin kristallilik derecesi ciddi bir anlamda gelişmektedir. Ancak, Cu-850 malzemesine gelindiğinde, n değeri 2,09471 ($2 < n$ RISE özellik) olarak hesaplanmıştır. Yani, aşırı tavlama sıcaklığı malzemenin hem ISE davranışına hem de kristal yapısına, dolayısı ile mekanik dayanım ve mukavemetine ciddi bir şekilde zarar vermiştir. Zaten, A_{Meyer} parametreleri (boşluk, dislokasyon ve çatlak oluşumu) aşırı tavlama sıcaklığı ile artık kusurların arttığını göstermektedir.

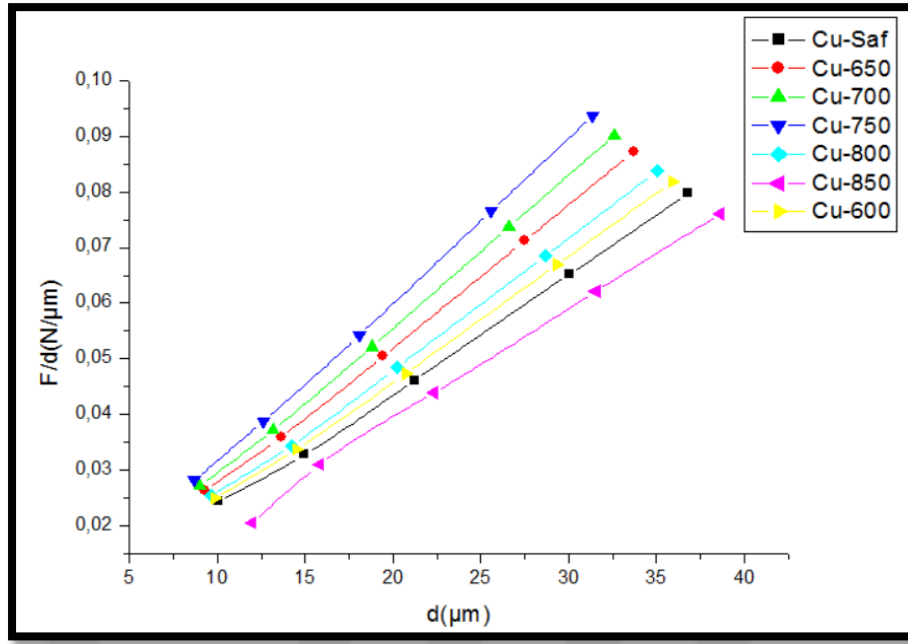
7.7.2 Materyallerin Mikrosertlik Karakteristik Özelliklerin Orantılı Numune Direnci Modeli (ONDM) ile İncelenmesi

Li ve Bradt tarafından önerilen bu model süperiletken malzemelerin mekanik davranışlarını incelemek için kullanılan teorik yaklaşımların başında gelir (Li ve Bradt, 1993). Hays-Kendall modelinin modifikasyonundan sonra kullanılmaya başlanmıştır. Teorik modelin yaklaşımı malzemelerin kristal yapısındaki boşluk, çatlak ve artık kusurlar boyunca enerji dağılımını temel alır. Bu bağlamda, yüzey enerjideki değişim süperiletken materyallerin mekanik karakterizasyonunda (*ISE* veya *RISE* davranış) önemli rol oynar.

ONDM teorik modellemenin formülü iki temel kısım içerir: (I) yüzey enerji parametresi, α ve (II) yük bağımsız mikrosertlik sabiti, β (Michels ve Frischat, 1982; Fröhlich vd., 1977). Denklemdaki parametreler tersinir ve tersinmez deformasyon ile ilişkilidir (Li ve Bradt, 1993). Modelde pozitif yüzey enerji değeri ISE mekanik karakterizasyonu gösterirken negatif yüzey enerji değeri RISE davranış özelliği simgeleri. Formülüne gelecek olursak,

$$F = \alpha d + \beta d^2 \quad (7.13)$$

saf ve bir yüzeyine bakır difüzyonu gerçekleştirilen Bi-2212 süperiletken malzemelerin F/d 'nin d 'ye göre lineer değişimini gösteren grafik Şekil 7.4' te gösterilmiştir.



Şekil 7.4. F/d-d grafiği

Numunelere ait tüm the α ve β parametreler Çizelge 7.4'te listelenmiştir. Çizelgeden de anlaşılacağı üzere, sadece Cu-850 materyalinin α katsayısı negatif, diğer tüm materyallerin α sabiti pozitif olarak bulunmuştur. α değerlerinde değişme bize Cu-850 dışındaki tüm materyaller *ISE* davranışını sergilediğini göstermektedir. Ayrıca, α katsayısının difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile düzenli olarak arttığını ve bu kritik sıcaklık değerinden sonra da dramatik bir şekilde azaldığını söylemek doğrudur. Bu bağlamda, en büyük α katsayı Cu-750 malzemesi için 0,242 ($\times 10^{-2}$ N/μm) olarak bulunurken (elastik deformasyonun artması), Cu-850 materyalinin sabiti -0,261 ($\times 10^{-2}$ N/μm) olarak bulunmuştur. α katsayı bize, tez kapsamında çalışılan malzemelerden Cu-850 materyali herhangi bir kuvvete maruz kaldığında kristal yapısında sadece plastik (tersinmez) deformasyonların olduğu, diğer materyallerin kristal yapılarında ise hem elastik (tersinir) hem de plastik deformasyonların olduğunu göstermektedir. Sadece plastik deformasyon sergileyen materyalde, elastik kurtarma mekanizmasının olmadığı anlamına gelmektedir. Aynı zamanda, bu model vasıtasıyla hesaplanan ikinci parametreye gelindiğinde, tavlama sıcaklığın belli bir değere kadar artması (750 °C) ile β değeri ciddi bir şekilde büyürken, 750 °C üstündeki tavlama sıcaklıklarında bu değer sert bir şekilde azalır. Hatta, β parametresi Cu-850 materyali için en küçük değeri aldığı bulunmuştur (bkz. Çizelge 7.4). Yani, hem α hem β değerleri göze alındığında, yüksek difüzyon tavlama sıcaklığı malzemelerin kristalliğine ciddi bir şekilde zarar vermektedir.

Ayrıca bu model bize yük bağımlı ve yük bağımsız Vickers parametrelerini karşılaştırmada olanak sağlar. Yükten bağımsız mikrosertlik parametrelerini bulabilmek için, aşağıdaki formülü kullanmak yeterlidir (Michels ve Frischat, 1982):

$$H_{PSR} = 1854,4\beta \quad (7.14)$$

Çizelge 7.5. Deneysel bulgular tablosu-III

Örnekler	Hpsr	Hmpsr	Hhk
Saf	3,89424	4,153856	4,005504
Cu-650	4,654544	4,932704	4,784352
Cu-700	4,988336	5,229408	5,0996
Cu-750	5,37776	5,618832	5,507568
Cu-800	4,302208	4,580368	4,413472
Cu-850	3,80152	3,449184	3,690256

Formül doğrultusunda bulunan tüm H_{PSR} mikrosertlik değerleri numerik olarak Çizelge 7.5'te toplanmıştır. Çizelgeden de anlaşılacağı üzere, yükten bağımsız hesaplanan tüm H_{PSR} mikrosertlik değerleri materyallerin doygunluk (plato) bölgelerinde bulunan Vickers sertlik değerlerinden çok daha küçük olarak hesaplanmıştır. Bu yüzden, ONDM teorik modeli ile hesaplanan değerler materyallerin gerçek değerinden çok uzağında kalması yüzünden, bu model bir yüzeyine bakır difüzyonu gerçekleştirilen Bi-2212 süperiletken malzemelerin yükten bağımsız mikrosertlik modellemesi için uygun değildir. Her şeye rağmen, bu teorik yaklaşım tez kapsamında çalışılan numunelerin mekanik karakteristiklerin incelenmesinde pratik bir yol sunması yüzünden kullanışlı olduğu söylenilebilir.

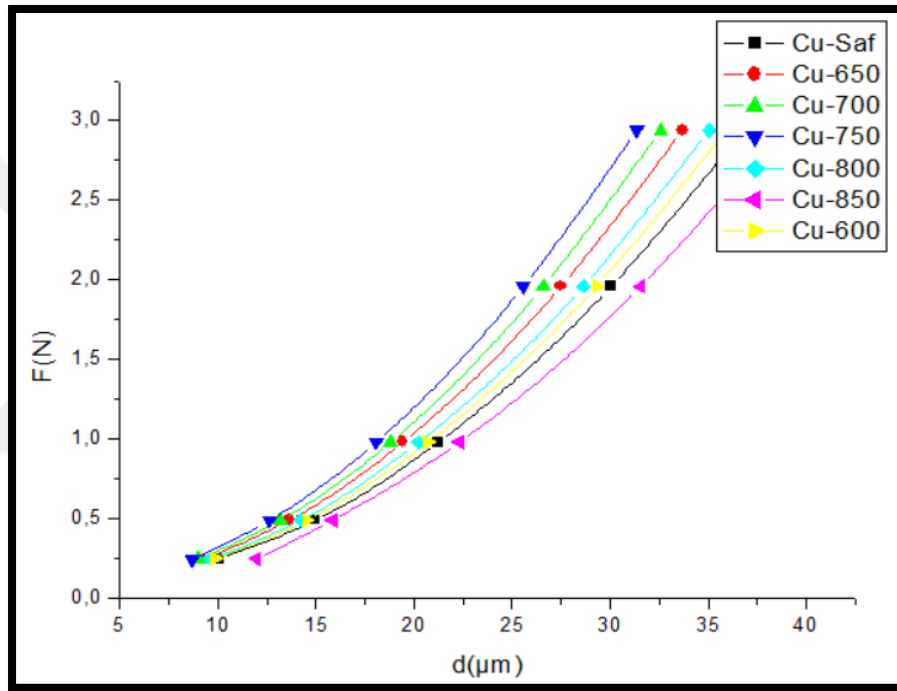
7.7.3 Malzemelerin Vickers Sertlik Özelliklerin Modifiyeli Orantılı Numune Direnci Modeli (MONDM) ile Araştırılması

Modifiyeli Orantılı Numune Direnci Modeli (MONDM) araştırmacılara polikristal malzemelerin mekanik karakteristiklerini (ISE ve RISE) detaylı bir şekilde açıklama fırsatını yanında yükten bağımsız mikrosertlik değerlerini de inceleme fırsatı verir. MONDM teorik modelin ONDM yaklaşımından temel fark malzeme üzeri çentik iz uzunluğu kalabilmesi için (W_{MPSR} olarak gösterile parametre) minimum test yükü değerinin olmasıdır. Bu yüzden, MONDM modelinde ekstra bir terim olmaktadır. Bu bağlamda, materyal üzerindeki çentik diyagonal uzunlukları kullanılarak aşağıdaki

ilişkiden materyalin mikrosertik değerleri hakkında bilgilere kolaylıkla ulaşılabilmektedir.

$$F = W_{MPSR} + A_{0MPSR}d + A_{1MPSR}d^2 \quad (7.15)$$

Yukarıdaki denklemde, A_{0MPSR} ve A_{1MPSR} katsayıları birim hacimdeki plastik deformasyon ile ilgili olan dağılım enerji değerlerini gösterir. Çentik iz uzunluklarının uygulanan statik test yükün ile değişimlerini gösteren grafikler Şekil 7.5'te detaylı olarak verilmiştir.



Şekil 7.5. F-d grafiği

Ekstrapolasyon metotlarını kullanarak, malzemelerin mikrosertik karakteristiklerini yansıtan W_{MPSR} , A_{0MPSR} ve A_{1MPSR} parametrelerini bulup Çizelge 7.4'te detaylı olarak verdik. Tablodan açıkça görüldüğü üzere Cu-850 materyali dışındaki diğer tüm malzemelerin A_{0MPSR} parametresi negatif olarak bulunmuştur. Hatta A_{0MPSR} parametresi difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile düzenli olarak artmakta ve bu sıcaklık değerinden sonra da dramatik bir şekilde azalmaktadır (bkz. Çizelge 7.4). Bu yüzden, Cu-750 materyali en yüksek mekanik dayanımı, sabitliği ve mukavemeti sergiler.

Aynı zamanda, bu model vasıtası ile yük bağımlı ve yük bağımsız (gerçek) mikrosertlik parametrelerini karşılaştırmada olanak sağlar. Yükten bağımsız Vickers sertlik parametreleri aşağıdaki formül ile kolayca belirlenir:

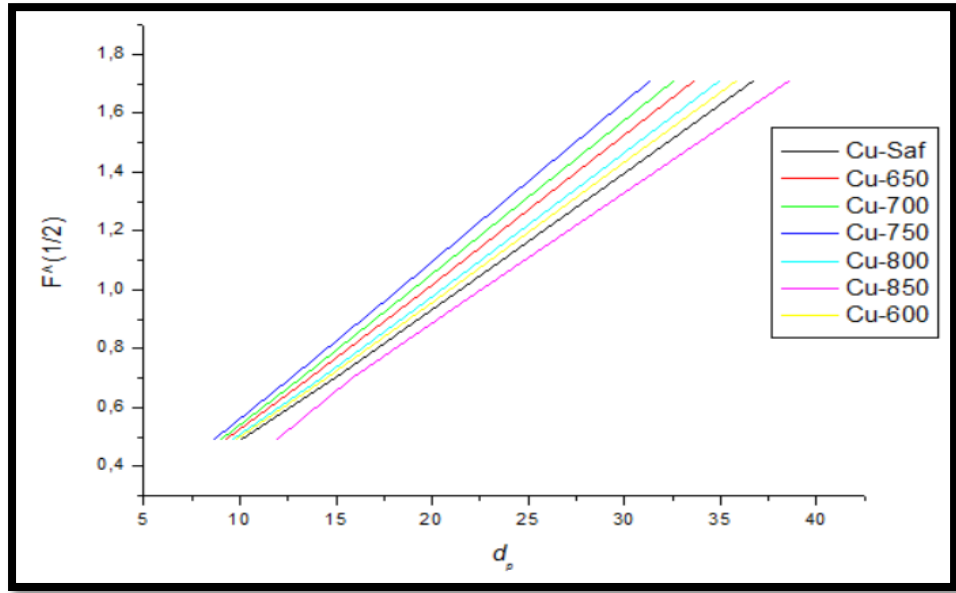
$$H_{MPSR} = 1854,4A_{MPSR} \quad (7.16)$$

Hesaplanan tüm H_{MPSR} parametreleri Çizelge 7.5 içerisinde yerleştirilmiştir. Tablodan da görüldüğü üzere, MONDM modeli ile hesaplanan tüm değerler plato limit bölgesindeki mikrosertlik değerlerinden çok az büyük olarak bulunmuştur. Sonuç olarak tüm bu veriler ışığı altında, bu modelin saf ve bir yüzeyine bakır difüzyonu gerçekleştirilen Bi-2212 süperiletken malzemelerin gerçek mikrosertlik değerlerinin belirlenmesinde çok kullanışlı olmadığı bulunmuştur. ONDM modeline benzer olarak, MONDM teorik yaklaşım modeli de çalışılan materyallerin mekanik karakteristiklerinin belirlenmesinde uygun bir tanımlayıcı olarak işlev yapabilir.

7.7.4 Elastik/Plastik Deformasyon Modeli ile Malzemelerin Vickers Sertlik Özelliklerine Teorik Yaklaşım

Elastik/Plastik Deformasyon (EPD) yaklaşımı, statik test yüküne maruz kalan katı süperiletken seramik malzemelerin mekanik karakterizasyonunu belirlemede üstün özellikleri olan modellerdendir. EPD modelde çentik izinin yakınlarında oluşan elastik kurtarma mekanizması incelenir. Bu yüzden, EPD modeli diyagonal uzunluğu tanımlamak için hesaplamalarında ekstra bir doğrulama terimine (plastik deformasyon) ihtiyaç duyar. Bu bağlamda, çentik izin kısalması aşağıda verilen formülden bulunabilir (Tarkanian vd., 1973):

$$F = A_{2EPD}(d_e + d_p)^2 \quad (7.17)$$



Şekil 7.6. $F^{1/2}$ - d_p grafiği

Denklemdaki A_{2EPD} ve d_e parametreleri Şekil 7.6'te verilen $F^{1/2}$ ve d_p arasındaki lineer ilişkiden (ekstrapolasyon yöntemi kullanılarak) belirlenir. Formül kullanılarak belirlenen her değer Çizelge 7.4'te detaylı olarak verilmiştir. Çizelgeden de görüleceği üzere Cu-850 materyali dışındaki diğer tüm malzemelerin d_e sabitleri pozitif olarak bulunmuştur. Lakin d_e değeri Cu-850 için negatif olarak belirlenmiştir. Bu bulgulara göre, Cu-850 materyali RISE mekanik karakteristiğini sergilerken diğer malzemeler ISE doğasına sahip olduğu söylenebilir. Çizelgedeki değerlerden çıkarılacak diğer önemli bir nokta da d_e değerleri difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile düzenli olarak azalmakta (ISE davranışın güçlenmesi) ve bu sıcaklık değerinden sonra da ciddi bir şekilde artmaktadır. Tüm bu bulgular ışığı altında, tavlama sıcaklığının aşırı fazla olması, Bi-2212 süperiletkenin Cu-O₂ sıralı katmanları boyunca lokal yapısal kusurların, hatalı tanecik yönelimlerinin, sınır tanecik zayıf-bağlantılarının, çarpıklıkların, bozuklukların ve süperiletken tanecikler arası zayıf bağlantıların azalmasına sebep olmuştur.

Ayrıca, denklemlerden çıkarılan A_{2EPD} değerleri de Cu-750 süperiletken materyalinin en iyi ISE davranışı sergilediğini göstermiştir. Yük bağımsız mikrosertlik değerlerinin teorik EPD yaklaşım ile belirlenmesine gelindiğinde, H_{EPD} değerleri aşağıdaki formülizasyonun kullanılmasından elde edilmiştir.

$$H_{EPD} = 1854,4A_{EPD} \quad (7.18)$$

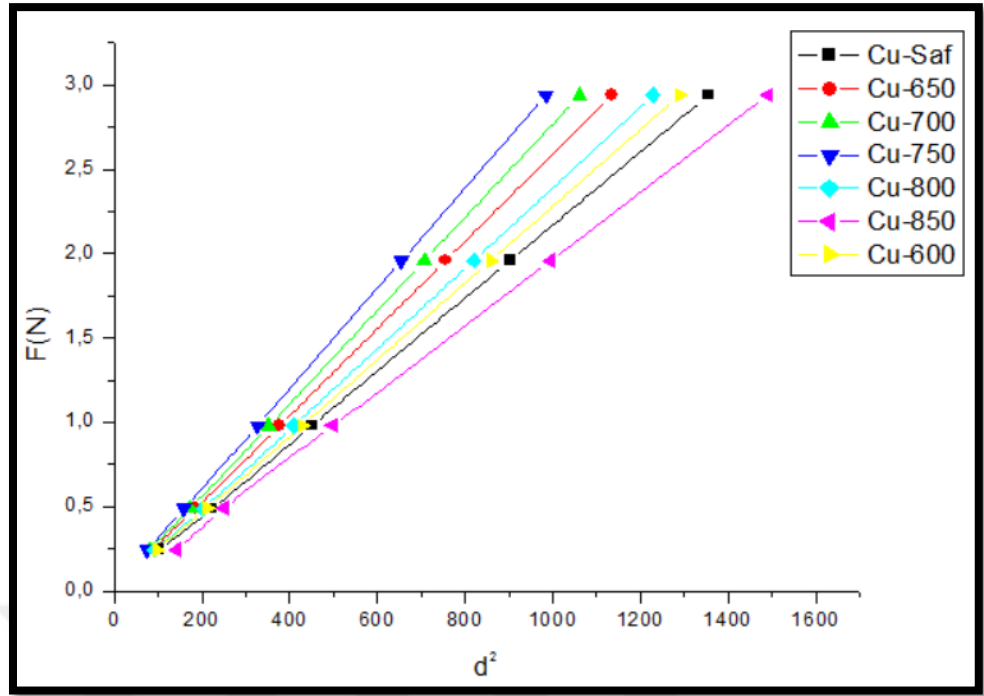
Elde edilen tüm değerler Çizelge 7.5 içerisinde koyulmuştur. Çizelgeden görüleceği üzere, EPD modeli de yukarıdaki tartışılan gerek MONDM gerek ONDM modeli ile benzer bir sonuç vererek tez kapsamında çalışılan süperiletken malzemelerin plato bölgelerinde yük bağımsız Vickers değerlerini (çok yüksek değerler) bulmakta başarılı olmamıştır. Ancak, EPD modeli hem yük bağımlı mikrosertlik değerlerinin tavlama sıcaklığı ile değişimini belirlemede hem de malzemelerin mekanik karakterizasyonunu tartışmada başarılı oluğu gözlemlenmiştir.

7.7.5 Orijinal Vickers Sertlik Değerlerinin Hays–Kendall Yaklaşımına Göre İncelenmesi

Tez kapsamında çalışılacak olan teorik modellerden birisi olan HK metot özellikle ISE davranış sergileyen numunelerin mekanik karakterizasyonunu belirlemede ve hatta gerçek mikrosertliklerini bulmada çok başarılı bir modeldir. Bu çalışmada üretilen malzemelerin tavlama sıcaklığı ile hem mekanik performanslarının hem de mekanik karakterizasyonlarının nasıl değiştiğini HK modelle inceledik (Hays ve Kendall, 1973). HK teorik yaklaşımın hesaplama mekanizmasında, malzemelerin kristal yapısında belirli bir kritik çentik test yükü değerinden sonra (hesaplamalarda W ile gösterilir) plastik (tersinmez) deformasyon yapıda daha baskın bir karakter sergiler (Hays ve Kendall, 1973). Bu yüzden, kritik yük değeri üzerinde herhangi bir değerde uygulanan kuvvet iğne ucunun katı malzeme içerisine daha fazla girmesine neden olur ve çentiğin bıraktığı iz uzunluğunun uygulanan test yüküyle değişim de etkin kuvvet ($F_{eff} = F - W$) vasıtasıyla belirlenir. Şöyle ki,

$$F - W = A_{3HK} d^2 \quad (7.19)$$

Denklemde, A_{3HK} parametresi sertlik parametresini gösterirken, W kısaltması da uygulanan iğne test yükü ile ilişkili parametredir. Malzemelere ait F 'in d^2 ile lineer değişen grafikleri Şekil 7.7'da detaylı bir şekilde verilmiştir.



Şekil 7.7. F-d² değişim grafiği

Tüm malzemeler için ekstrapolasyon yöntemi ile belirlenen W ve A_{3HK} parametreleri numerik olarak Çizelge 7.4'te verilmiştir. Tablodaki değerlere göre, W sabiti sadece Cu-850 materyali negatif bulunurken, diğerleri için diğer malzemeler için pozitif olarak hesaplanmıştır. Hatta tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile W değerleri sistematik olarak artmış ve Cu-750 değeri için maksimum değerine ulaşmıştır. Bu kritik sıcaklık değeri (750 °C) üstünde W parametresi hızlı bir şekilde düşmüştür. W parametresinin bu davranışına göre,

(I) Cu-850 materyali RISE özellik gösterirken, diğer tüm süperiletken malzemeler ISE davranışını sergilemişlerdir.

(II) Difüzyon tavlama sıcaklığının artması ile (750 °C'ye kadar) çalışılan materyallerin ISE davranışları artmış, sıcaklık artması ile ISE mekanik karakteristik özellik yavaş yavaş azalmıştır. Dolayısıyla bu tür malzemelerin kristal yapısında elastik kurtarma mekanizmasının varlığından dolayı hem elastik hem de plastik deformasyon olmaktadır.

Çizelge 7.4'deki verilerden çıkarılan diğer bir sonuç da, hesaplanan A_{3HK} sabitleri difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile sürekli olarak artmış, bu kritik sıcaklık değerinden sonra hızlı bir şekilde azalmaya başlamıştır.

A_{3HK} sabitlerinin değişmesinin temel nedeni, çalışılan malzemelerin mekanik dayanımının, sabitliğinin, sağlamlığının, kırılma tokluğunun ve akma mukavemetinin önce artıp sonra azalmasındandır. Diğer bir deyişle, mekanik performansların bu şekilde değişmesinin nedeni olarak Cu-O₂ sıralı katmanları boyunca artan/azalan lokal yapısal kusurlar, hatalı tanecik yönelimleri, sınır tanecik zayıf-bağlantıları, çarpıklıklar, bozukluklar ve süperiletken tanecikler arası etkileşimleri gösterilebilir. Sonuç olarak, Bi-2212 kristal örgüye optimum Cu atomu katkılanması materyallerin kritik gerilme değerlerini ciddi bir şekilde arttırır. Böylece, kristal yapı boyunca dislokasyon hareketi, boşluk ve çatlak ilerlemesinin kritik hızları ciddi bir şekilde yavaşlar ve malzemenin dayanımı artar. Bunun yanı sıra, HK modelin plato bölgesindeki bulgularını kullanarak çalışılan materyallerin gerçek Vickers sertlik değerlerini aşağıda gösterilen formül vasıtası ile inceledik.

$$H_{HK} = 1854,4A_{3HK} \quad (7.20)$$

Hesaplanan tüm değerler nümerik olarak Çizelge 7.5 içerisinde gösterilmiştir. Çizelgeden anlaşılaçağı üzere teorik mikrosertlik bulgular, ISE davranışı sergileyen malzemelerin (Cu-850 materyalinin bulguları dışında) plato bölgesinde elde edilen yük bağımlı Vickers değerlerine çok yakın sonuçlar vermiştir. Lakin HK teorik yaklaşımı Cu-850 örneğinin yük bağımsız mikrosertlik değerleri bulmada başarısız olduğu söylenebilir. Bu bağlamda, çalışılan modeller arasında, ISE davranışı sergileyen malzemeler için HK model yük bağımlı ve yük bağımsız Vickers değerlerini karşılaştırmada en başarılı/güçlü yaklaşımı sergilemiştir.

7.7.6 Çentik-Kaynaklı Çatlak Model Kullanarak Malzemelerin Gerçek Mikrosertlik Değerinin İncelenmesi

Çentik-Kaynaklı Çatlak (ÇKÇ) model genellikle RISE davranış gösteren katı malzemelerin mekanik karakterizasyonunu incelemeye kullanılan bir modeldir (Li ve Bradt, 1996). Bu modelde aşağıda verilen dört bileşen materyal yüzeyine uygulanan çentik test yükü miktarını malzeme direnci yüzünden sınırlar.

(I) İğne ucu sürtünmesi veya numune arayüzü

(II) Elastik deformasyon

(III)Plastik deformasyon

(IV) Numunenin içerdği çatlaklar

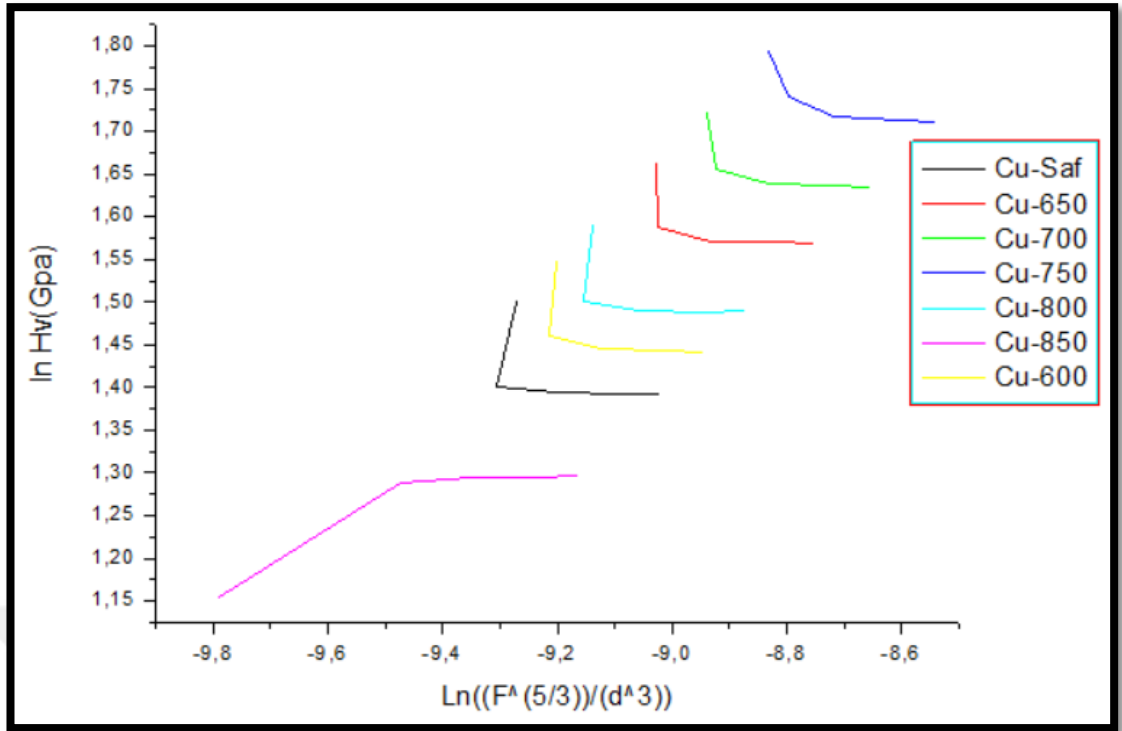
Burada I ve II ile gösterilen özellikler ISE davranışını belirleyen faktörlerken, diğerleri (özellikle sonuncusu) RISE davranışın temel sebebidir. Zaten, bu çalışmada aşırı tavlama sıcaklığı ile numunenin içerdği çatlak sayısı ve hızının arttığını belirlemiştik. Bu yüzden, Cu-850 için en uygun teorik modellemenin ÇKÇ yaklaşımı olması beklenmektedir. ÇKÇ modeli hesabı iki kısımdan oluşur (aşağıda detaylı olarak verilmiştir).

$$H_{\text{ÇKÇ}} = \lambda_1 K_1 (F/d^2) + K_2 (F^{5/3}/d^3) \quad (7.21)$$

Bu denklemde d çentik izini göstermekteyken λ_1 ise sabit bir sayıdır. K_1 iğnenin geometrisi ilgili bir parametre ve K_2 değeri de uygulanan test yükü ile değişen bir parametredir. İdeal kusursuz bir plastik malzeme için, denklemin sol ikinci tarafında bulunan değer 0 olurken ilk kısmında bulunan $\lambda_1=1$ olur. Eğer malzememiz kusursuz gevrek materyal ise, bu sefer $\lambda_1=0$ iken ve Vickers sertlik değeri $K_2(F^{5/3}/d^3)$ olur. Ayrıca, iğnenin zıt kenarları arasındaki açı 148° olduğu için, çentiğin diyagonaldeki bıraktığı iz derinlikte bıraktığı izin 7 katı olur. Böylece, Yukarıda verilen denklem,

$$H_{\text{ÇKÇ}} = K_2 (F^{5/3}/d^3)^m \quad (7.22)$$

olarak indirgenir. Burada K ve m ile gösterilen sabitler yükten bağımsız sabitleri bulabilmek içindir.



Şekil 7.8. $\ln(Hv)$ - $\ln\left(\frac{F^{5/3}}{d^3}\right)^m$ grafiği

Şekil 7.8. de $\ln(Hv)$ 'nin $\ln\left(\frac{F^{5/3}}{d^3}\right)^m$ ile değişimleri gösterilmektedir.

Ekstrapolasyon yöntemi ile çıkarılan tüm K ve m değerleri Çizelge 7.4 içerisinde detaylıca verilmiştir. ÇKÇ için mekanik karakteristik için anahtar parametresi $m=0,6$ olmasıdır. Şöye ki, eğer m değeri 0,6'dan büyük ise malzeme ISE davranışını sergiler, eğer m parametresi 0,6'dan küçük ise RISE davranışını göstermektedir. Çizelgeden de anlaşılacağı üzere sadece Cu-850 materyali RISE davranışını sergilerken, diğer malzemeler ISE davranış göstermektedir. ISE davranış gösteren malzemelerin m değeri incelendiğinde ise bu parametre difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile sürekli olarak azalmış, bu kritik sıcaklık değerinden sonra hızlı bir şekilde artmaya başlamıştır. m değerindeki bu değişim materyallerin kristal örgüsüne Cu atomu katkılanması ile kristal yapının iyileşip/kötüleşmesi ile alakalıdır. Diğer bir deyişle, m değerinin artması çalışılan malzemelerin kristal yapısının bozulması anlamına gelmektedir. Ayrıca, materyallerin yük bağımlı Vickers sertlik sonuçlarından plato bölgesi değerleri kullanılarak, malzemelere ait yükten bağımsız mikrosertlik değerlerini inceledik. Hesaplanan tüm değer sayısal olarak Çizelge 7.4'te gösterilmiştir. Çizelgeden

anlaşılacağı üzere, ÇKÇ modelle elde edilen gerçek mikrosertlik değerleri plato bölgesindeki değerlerle uyum içerisinde olduğu bulunmuşken, diğer materyaller için bulunan değerler plato bölgesindeki değerlerden çok farklı olarak hesaplanmıştır.

Bu tez boyunca kullanılan tüm modellerin sonuçları beraber yorumlandığında,

- Tüm modeller çalışılan malzemelerin mekanik karakteristiklerini belirlemede başarılı olduğu,
- Mekanik performansları açıklamada tüm modellerin başarılı olduğu,
- Her model ISE davranışın tavlama sıcaklığının artması (750 °C'ye kadar) ile arttığını ve bu sıcaklık değerlerinden sonra ISE karakterin azaldığını ve hatta Cu-850 materyalinin RISE davranış sergilediğini
- Sadece ÇKÇ modelin Cu-850 malzemesinin (RISE özellik gösteren) yükten bağımsız Vickers sertlik değerlerini açıklamakta olduğunu,
- ÇKÇ hariç diğer tüm modellerin ISE özellik gösteren numunelerin gerçek mikrosertlik değerlerini incelemeye başarılı olduğu ve bu modeller arasında en başarılı olarak HK teorik yaklaşımı olduğu bulunmuştur.

8. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tezde, bir yüzeyine bakır difüzyonu gerçekleştirilen Bi-2212 malzemelerin elektrik, süperiletkenlik, mekanik performans ve mekanik karakteristiklerinin (ISE ve RISE davranış) farklı difüzyon tavlama sıcaklıkları (600 °C-850 °C) arasındaki değişimlerini geniş çaplı olarak deneysel tekniklerle (kütle yoğunluğu, öz direnç değişimi, kritik akım yoğunluğu, toz X-ışınımı kırınım spektrumları ve Vickers sertlik) inceledik. Aynı zamanda, elde edilen deney sonuçlarından, Bi-2212 kristal süperiletken yapısına bakır atomları katkılanmasıyla bu materyallerin teknolojik, endüstriyel ve büyük ölçekli uygulamaları için büyük bir önem arz eden kristallenme, kristal düzlem yönelimi, faz oranları, faz saflığı, ortalama kristal büyüklüğü, kafes örgü sabitleri, normal durum öz direnci, artık öz dirençler, artık öz direnç oranları, ρ_{norm} , $\Delta\rho$, kritik geçiş sıcaklıkları, genişleme derecesi, çivileme doğası, yarıkararlılığı, σ -boşluk anizotropisi, akma mukavemeti, kırılma endeksi, elastik sertlik katsayısı ve eğilme dayanımı gibi karakteristik özelliklerin nasıl değiştiğini belirledik. Ayrıca, 0,245 N-2,940 N arasında gerçekleştirilen Vickers deneylerini kullanarak, bakır katkısı ile Bi-2212 süperiletken malzemelerin doyumluk limitlerinde yükten bağımsız akma mukavemeti, kırılma endeksi, elastik sertlik katsayısı ve eğilme dayanımı parametrelerini 6 farklı teorik model (Meyer Kanunu, Orantılı Numune Direnci Modeli, Modifiyeli Orantılı Numune Direnci Modeli, Elastik/Plastik Deformasyon, Hays Kendall ve Çentik-Kaynaklı Çatlak yaklaşımı) vasıtasıyla inceledik. Elde edilen tüm deney sonuçlarına göre, difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artmasıyla Bi-2212 süperiletken materyallerin elektrik, süperiletkenlik, mekanik performans ve mekanik karakteristiklerinin ciddi bir şekilde geliştiği ve bu tavlama sıcaklığı değerinden sonra ise yukarıdaki adı geçen tüm özelliklerin hızlı bir şekilde gerilediği bulunmuştur. Hatta tavlama sıcaklığı 850 °C olduğu zaman tüm özellikler minimum değerine düşmüş ve Bi-2212 malzemesinin mekanik karakteristiği tipik ISE davranışından alışılmamış RISE davranışına dönmüş olduğu gözlemlenmiştir. Tüm bu sonuçlar ışığında yukarıdaki karakteristik özellikler ciddi bir şekilde tavlama sıcaklığına bağlı olduğu göz önüne alınırsa, tez kapsamında çalışılan malzemelerin deneysel sonuçlarından elde edilecek önemli bulgular aşağıdaki gibidir.

Bi-2212 süperiletken malzemelerinin kristal örgüdeki optimum bakır atomu için en ideal difüzyon tavlama sıcaklığı 750 °C olduğu bulunmuştur. Tavlama sıcaklığı 850 °C olduğu zaman, yukarıda verilen parametreler hızlı bir şekilde azalarak global minimum değerine düşer.

Optimum tavlama sıcaklığı uygulanması ile Cu-O₂ sıralı katmanlarındaki lokal yapısal kusurlarının, kafes gerilmelerinin, çarpıklıklarının, bozukluklarının ve tanecikler arası etkileşim problemlerinin azalmasının bir sonucu olarak önemli bir şekilde gelişme eğilimindedir.

Sıcaklık özdirenç değişimi deney sonuçları, tez kapsamında üretilen tüm numunelerin gerçek metalik davranışı gösterdiğini ve süperiletkenlik durumuna pozitif doğrusal sıcaklığa-bağlı direnç ($dp/dt > 0$) sergileyerek geçiş yaptığını gösterdi. Hatta, metalik özellik 750 °C optimum tavlama sıcaklığına kadar düzenli bir şekilde artarken, bu tavlama sıcaklığı üstünde malzemelerin metalik davranışları geriye doğru gider ve Cu-850 örneği için bu davranış global minimum noktasına ulaşır. Benzer bir değişim oda sıcaklığı dirençlerinde de gözlemlenir. Saf numunenin oda sıcaklığı direnç değeri 134,49 mΩcm iken Cu-750 materyali için bu değer 89,46 mΩcm'ye kadar düşer. Cu-850 materyali için bu değer 150,12 mΩcm olarak bulunmuştur. Hem oda sıcaklığındaki hem de metalik karakteristikteki bu değişim hem süperiletken tanecikler arası metalik bağlantının iyileşmesi/gerileşmesinden hem de Cu-O₂ sıralı katmanlarında optimum hareketli deşik taşıyıcı konsantrasyonunun değişmesinden kaynaklanmaktadır. Yani 750 °C tavlama sıcaklığında, Bi-2212 süperiletken malzemesinde var olan yerel yapısal bozukluklar ve kusurlar minimum noktasına kadar geriler ve optimum hareketli deşik taşıyıcı konsantrasyonu maksimum değerini alır. Tavlama sıcaklığı ile malzeme yapısındaki bu değişimler RRR, $\Delta\rho$, ρ_{norm} ve ρ_{90K} gibi deneysel sonuçlardan çıkarılan parametreler ile de desteklenmiştir.

750 °C difüzyon tavlama sıcaklığı ile kristal sistemin optimum hareketli deşik taşıyıcı konsantrasyonu, oksidasyon durumundaki homojenliğin, süperiletken tanecikler arası etkileşimleri ve ortalama tanecik boyutundaki hızlı bir şekilde artarken, hatalı tanecik yönelimlerin, sınır tanecik zayıf-bağlantıların, lokal yapısal kusurların, çarpıklıkların ve bozuklukların azalır. Böylece hem T_c^{onset} (83,42 K'den

84,86 K'e) hem de T_c^{offset} (81,81 K'den 84,52 K'e kadar) geçiş sıcakları artar. Cu-850 materyaline bakacak olursa T_c^{onset} 80,45 ve T_c^{offset} deęeri de 66,32 K'e kadar dūřer. Bu yūzden, geniřleme derecesi ($\Delta T_c = T_c^{onset} - T_c^{offset}$) 750 °C'lik tavlama sıcaklıęına kadar hızlı bir řekilde azalırken (0,34 K'e kadar dūřmūř) bu deęerden sonra zorlayıcı bir řekilde artarak maksimum deęerine (14,13 K) ulařır. Bu gerçekte bize ařır tavlama sıcaklıęının Bi-2212 sisteminin endūstri, teknoloji ve būyūk çaplı uygulamalar için zarar verdięini gōsterir.

Materyallerin kritik akım yoğunluğu deneysel sonuçlarına gelindiğinde, optimum tavlama sıcaklığı, Bi-2212 kristal yapısında yapay etkili akı çivileme merkezleri oluşturur. Bōylece, saf numunenin J_c değeri 281 A.cm⁻² iken, Cu-750 materyali için bu değer 421 A.cm⁻²'e kadar ulaşmıştır. Ancak, tavlama sıcaklığındaki artma ile bu değer 118 A.cm⁻²'ye kadar dūřmūřtūr. Bu hızlı dūřūřün nedeni, Bi-2212 kristal yapısına aşır miktarda yabancı bakır atomlarının girmesi ile yapıdaki kalıcı lokal yapı kusurlarının, çarpıklıklarının, bozuklukların, tanecikler arasındaki sınır birleşmelerinin ve tanecik yōnelimi problemlerinin artmasından dolaydır.

Bi-2212 materyalinin kūtle yoęunluęunun bakır atomlarla deęiřimine bakılacak olursa, saf numunenin yoęunluęu 5,961 g/cm³ olarak bulunmuřtur. Ayrıca, Cu-750 sūperiletken materyalinin en yūksek kūtle yoęunluęu (6,151 g/cm³) deęerine sahip olurken bu deęer Cu-850 malzemesi için minimum deęer (5,877 g/cm³) aldıęı gōzlemlenmiřtir. Yoęunluk deęerinin tavlama sıcaklıęı ile ilk bařta artmasının temel nedeni yeteri kadar yabancı bakır atomunun Bi-2212 kristal örgū yapısına (hem tanecik içine hem de tanecikler arası sınırlara) katılması ile sūperiletken tanecikler arası etkilemiřim sūrekli olarak iyileřmiřtir. Ancak, ařır tavlama sıcaklıęı ile yeni oluřan kalıcı lokal yapı kusurlarının, çarpıklıklarının, bozuklukların, tanecikler arasındaki sınır birleřmelerinin ve tanecik yōnelimi problemlerinin artması yūzünden materyalin yoęun bir kristal yapı oluřumunu engeller. Bu baęlamda ūretilen malzemelerin bořluk parametreleri hesaplandıęında, bořluk parametresi saf numune için % 5,41 olarak bulunurken, tavlama sıcaklıęının 750 °C'ye artması ile bořluk parametre deęeri azalarak % 2,40'a kadar dūřer. Fakat Cu-850 malzemesi için bu parametre maksimum deęerine (% 6,74) ulařır.

Toz XRD deneysel bulgular, difüzyon sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile ortalama kristal boyutunun (53,4 nm'den 68,1 nm'ye), c-eksen uzunluğu (30,62 Å'dan 34,68 Å'ya) ve yüksek Bi-2223 fazı oranının (%17,2'den %39,6'a) arttığı bulunmuştur. Ancak bu kritik tavlama sıcaklık değerinden sonra yukarıdaki hesaplanan her parametre ciddi bir şekilde düşmüştür. Hatta ortalama tanecik boyutu 49,4 nm, c hücre parametresi 30,55 Å değerine ve yüksek Bi-2223 fazı oranı da %14,9'a kadar düşmüştür. Ayrıca, Cu-850 numunesi için yeni Cu katyon ve VI faza ait piklerin de olduğu bulunmuştur.

Mikrosertlik ölçüm sonuçlarına gelindiğinde, mekanik performans difüzyon tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile sürekli olarak düzenli bir şekilde artarken, bu tavlama sıcaklığı değeri üstünde malzemelerin mekanik performansları ciddi bir şekilde zarar görür. Mekanik performans davranışlarının tavlama sıcaklığıyla değişmesi altında Cu-O₂ sıralı katmanları boyunca artan/azalan lokal yapısal kusurlar, hatalı tanecik yönelimleri, sınır tanecik zayıf-bağlantıları, çarpıklıklar, bozukluklar ve süperiletken tanecikler arası etkileşimler bulunmaktadır. Bu bağlamda, en yüksek Vickers sertlik değerine (6,013 GPa) Cu-750 numunesi sahipken, Cu-850 materyali 3,174 GPa ile en düşük Vickers sertlik değerine sahiptir. Ayrıca, yükten bağımsız elastik modül (E), akma mukavemet, kırılma tokluk, elastik sertlik katsayı ve kırılma endeks parametre değerleri de tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması ile belirgin bir şekilde gelişirken, bu sıcaklık değeri üstünde ciddi bir şekilde gerilediği gözlemlenmiştir.

Malzemelerin mekanik karakterizasyonlarına gelindiğinde, tavlama sıcaklığının 750 °C'ye kadar artması Bi-2212 malzemesinin ISE davranışı gelişirken, 800 °C'de bu özellik hızlı bir şekilde geriler. Sıcaklık değeri 850 °C'ye yükselmesi ile de Cu-850 materyali alışılmadık RISE davranışı sergilediği bulunmuştur.

Materyallerin mikrosertlik modellemelerine gelindiğinde, tercih edilen her modelin malzemelerin tavlama sıcaklığı ile mekanik performansının ve karakteristiklerin nasıl değiştikleri kusur bir şekilde açıkladığı gözlemlenmiştir. HK yaklaşımının ISE davranış sergileyen materyaller (Cu-850 malzemesi hariç diğer tüm numuneler) için başarılı olduğu, Cu-850 materyalinin mekanik davranışlarını açıklamada ise ÇKÇ hesaplama modelin yeterli olduğu bulunmuştur.

Kısaca, 750 °C difüzyon tavlama sıcaklığı Bi-2212 süperiletken malzemelerin büyük çaplı uygulamalarında kullanımı için destekler. Ayrıca temel malzeme bilimleri ve mühendislik arasındaki işbirliği yapan bu çalışma, Bi-2212 süperiletken malzemelerin ekonomi dünyası açısından yeni ve uygun pazar alanları oluşturmaya yönelik öncü bir araştırmadır.



9. KAYNAKLAR

- Abdioğlu M (2015) YBCO Süperiletkeni İle Manyetik Kılavuzlama Yolu Arasındaki Manyetik Kuvvet Özelliklerinin Hibrit Maglev Uygulamaları İçin İncelenmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Aksan MA (1998) BiSrCaCuO (2223) Cam-Seramik Süperiletken Sistemin Küçük Yarıçaplı İyonların Katılması ve Sistemin Fiziksel ve Elektriksel Özelliklerine Etkilerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Malatya.
- Allen PB Pickett WE ve Krakaue H (1988) “Anisotropic normal-state transport properties predicted and analyzed for high- T_c oxide superconductors”, Physical Review B, 37(13): 7482.
- Askeland DR, Fulay PP ve Wright WJ (2010) The Science and Engineering of Materials, 4th ed., USA: Cengage Learning.
- Askerzade İ (2005) Süperiletkenlik Fiziğine Giriş, Gazi Kitabevi, Ankara.
- Awad R, Abou-Aly AI, Gawad MA ve G-Eldeen I (2012) “The influence of SnO₂ nano-particles addition on the Vickers microhardness of (Bi, Pb)-2223 superconducting phase”, Journal of superconductivity and novel magnetism, 25(4): 739-745.
- Awad R, Aly AA, Kamal M ve Anas M (2011) “Mechanical properties of (Cu_{0.5}Ti_{0.5})-1223 substituted by Pr”, Journal of superconductivity and novel magnetism, 24(6): 1947-1956.
- Aymak E (2007) MgB₂ Süperiletkeninin Gerçek Sertlik Değerinin Dinamik Mikrosertlik Tekniğiyle İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tokat.
- Baradan B (2009) İnşaat mühendisleri için malzeme bilgisi, Dokuz Eylül Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Yayınları, İzmir.
- Battal Ö (2015) Üretim Tekniklerinin Bizmut Tabanlı Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Fiziksel Özelliklerine Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, Muğla Sıtkı Koçman Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Muğla.
- Bednorz JG ve Müller KA (1986) “Possible High T_c Superconductivity in The Ba-La-Cu-O system”, Z. Phys. B, Condensed Matter, 64: 189-193.
- Bilgili O (2007) Bi-2223 Süperiletkenlere Li Katkısı, Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.

- Boğaz H (2006) $\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2-x}\text{Sm}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ ($x=0,0$ ve $1,0$) Süperiletkenlerin Elektriksel Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Brandt EH (1995) “The flux-line lattice in superconductors”, Reports on Progress in Physics, 58(11): 1465-1594.
- Cevizci EB (2013) Ag Katkılı Bi-2223 Süperiletken Seramiklerin Mekanik Özelliklerinin Saptanması, Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.
- Chen NY, Jonker R, Matijasevic VC, Jaeger HM ve Mooij JE (1995) “Low $1/f$ normal- state resistance noise in high- resistivity $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ films”, Applied physics letters, 67(1): 133-135.
- Cullity BD ve Stock SR (2001). Elements of X-ray Diffraction, 3rd edn. Addition-Wesley, London
- Dew-Hughes D (1974) “Flux pinning mechanisms in type II superconductors”, Philosophical Magazine, 30(2): 293-305.
- Dogruer M, Yildirim G, Yucel E ve Terzioğlu C, (2012) “Role of diffusion-annealing temperature on the microstructural and superconducting properties of Cu-doped MgB_2 superconductors”, Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 23(11): 1965-1970.
- Dogruer M, Yildirim G, Ozturk O, Belenli I ve Terzioğlu C (2013) “Variation of Mechanical Properties of Cr Doped Bi-2212 Superconductors”, Journal of superconductivity and novel magnetism, 26(9): 2949-2954.
- Durmuş H (2011) Katı Hal Reaksiyon Yöntemiyle ve Farklı Katkı Atomlarıyla MgB_2 Süperiletken Seramiklerin Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.
- Ekin J (2006) Experimental techniques for low-temperature measurements: cryostat design, material properties and superconductor critical-current testing, Oxford university press, Boulder.
- Elmustafa AA ve Stone DS (2003) “Nanoindentation and the indentation size effect: Kinetics of deformation and strain gradient plasticity”, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 51(2): 357-381.
- Eskes H ve Sawatzky GA (1988) “Tendency towards local spin compensation of holes in the high- T_c copper compounds”, Physical review letters, 61(12): 1415.
- Fröhlich F, Grau P ve Grellmann W (1977) “Performance and analysis of recording microhardness tests”, Physica status solidi (a), 42(1): 79-89.

- Giannakopoulos AE ve Suresh S (1999) "Determination of elastoplastic properties by instrumented sharp indentation", Scripta materialia, 40(10): 1191-1198.
- Gupta S, Yadav RS, Lalla NP, Verma GD ve Das B (2010) "Microstructural and Superconducting Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_{7-\delta}$ System", Integrated Ferroelectrics, 116(1): 68-81.
- Gürü M, Yalçın H (2006) Malzeme Bilgisi, 2. Baskı, Palme Yayıncılık, Ankara.
- Hacısalihoglu MY (2011) Te Katkılı FeSe Tipi Süperiletkenlerin Yapısal ve Manyetik Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Hays C ve Kendall EG (1973) "An analysis of Knoop microhardness", Metallography, 6(4): 275-282.
- Horvat J, Soltanian S, Wang XL ve Dou SX (2004) "Effect of sample size on magnetic J_c for MgB_2 superconductor", Applied physics letters, 84(16): 3109-3111.
- Ianculescu A, Gartner M, Despax B, Bley V, Lebey T, Gavrilă R ve Modreanu M, (2006) "Optical characterization and microstructure of BaTiO_3 thin films obtained by RF-magnetron sputtering", Applied surface science, 253(1): 344-348.
- Kadıoğlu Y, (2010) Gd_2O_3 Katkılanmış Bi-2223 Süperiletken Seramiklerin Yapısal Karakterlerinin Saptanması, Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.
- Kakihana M, Osada M, Käll M, Börjesson L, Mazaki H, Yasuoka H ve Yoshimura M (1996) "Raman-active phonons in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($x=0-1$): Effects of hole filling and internal pressure induced by Y doping for Ca, and implications for phonon assignments", Physical Review B, 53(17): 11796-11806.
- Kalyanaraman R, Oktyabrsky S ve Narayan J (1999) "The role of Ag in the pulsed laser growth of YBCO thin films", Journal of applied physics, 85(9): 6636-6641.
- Ketterson J B ve Song S N (1999) Superconductivity, 1st ed., Cambridge University Press, Cambridge.
- Kocabaş K ve Çiftçioğlu M (2000) "The effect of Sb substitution of Cu in $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Sb}_x\text{O}_y$ superconductors", Phys. Status Solidi (A) 177: 539-545.
- Kolsuz N (2004) Atom Molekül Fiziği Ders Notları, Pamukkale Üniversitesi, Denizli.

- Köktaş S (2009) Bazı Organik Bileşiklerin Kristalografik ve Biçimlenimsel İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.
- Kölemen U, Uzun O, Yılmazlar M, Güçlü N ve Yanmaz E (2006) “Hardness and microstructural analysis of $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2-x}\text{Sm}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ polycrystalline superconductors”, Journal of alloys and compounds, 415(1): 300-306.
- Krabbes G , Fuchs G, Canders W-R, May H. ve Palka R (2006) High Temperature Superconductor Bulk Materials, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- Kuzucu V (2004). Katıhal Fiziği Ders Notları, Pamukkale Üniversitesi, Denizli.
- Küçükömeroğlu T (1999) Direnç-Isıtmalı Hareketli-Akkor Bölge Yöntemiyle $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_y$ (2234) Camsı Çubukların Süperiletken Yapıya Dönüştürülmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Li H ve Bradt RC (1993) “The microhardness indentation load/size effect in rutile and cassiterite single crystals”, Journal of Materials Science, 28(4): 917-926.
- Li H ve Bradt RC, (1996) “The effect of indentation-induced cracking on the apparent microhardnes”, Journal of materials science, 31(4): 1065-1070.
- Li M, Zhang Y, Li Y ve Qi Y (2010) “Granular superconductivity in polycrystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ by homovalent La substitution on Bi sites”, Journal of Non-Crystalline Solids, 356(50): 2831-2835.
- Ling HC ve Yan MF (1988) “Microhardness measurements on dopant modified superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ceramics”, Journal of applied physics, 64(3): 1307-1311.
- Martin S, Gurvitch M, Rice CE, Hebard AF, Gammel PL, Fleming RM ve Fiory AT (1989) “Nonlinear temperature dependence of the normal-state resistivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_{8+\delta}$ films”, Physical Review B, 39(13): 9611.
- Meissner W ve Ochsenfeld D (1933), 21, 787. CrossRef| Web of Science® Times Cited, 308, Naturwissensch.
- Michels BD ve Frischat GH (1982) “Microhardness of chalcogenide glasses of the system Se-Ge-As”, Journal of Materials Science, 17(2): 329-334.
- Mohammed NH, Abou-Aly AI, Ibrahim IH, Awad R ve Rekaby M (2009) “Mechanical properties of $(\text{Cu}_{0.5}\text{Ti}_{0.5})$ -1223 added by nano- SnO_2 ”, Journal of Alloys and Compounds, 486(1): 733-737.
- Mourachkine A (2002) High- Temperature Superconductivity in cuprates: The non-linear mechanism and tunneling measurements (Fundamental theories of physics), Academic Publishers, Netherlands.

- Mourachkine A (2004) Room-temperature superconductivity, 26-32, Cambridge Int Science Publishing, United Kingdom.
- Müller P, Ustinov AV (Eds), Schmidt VV (1997) The Physics of Superconductors, Introduction to Fundamentals and Applications, 1-115, Springer, New York.
- Newns DM, Pattnaik PC ve Tsuei CC (1991) “Role of Van Hove singularity in high-temperature superconductors: Mean field”, Physical Review B, 43(4): 3075-3084.
- Nguyen-Van-Huong C, Hinnen C ve Siffre JM (1997) “Superconductivity and X-ray photoelectron spectroscopy studies of $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ”, Journal of materials science, 32(7): 1725-1731.
- Onnes HK (1913) “Investigations into the properties of substances at low temperatures, which have led, amongst other things, to the preparation of liquid helium”, Nobel Lecture, 4: 1-31.
- Özkan O (2010) Mg Katkılı Bi-2223 Süperiletkenlerin Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.
- Özyetiş A (2005) X-Işınları Toz Difraksiyon Metod ile Bazı Organik Bileşiklerin Kristal Yapılarının İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri.
- Parinov IA (2007) Microstructure and properties of High-Temperature Superconductors, 20-22, Springer, New York.
- Patel A (2013) Pulsed Field Magnetization of Composite Superconducting Bulks for Magnetic Bearing Applications, Doctoral Thesis, University of Cambridge Department of Materials Science and Metallurgy, Cambridge.
- Poole CK , Farach HA ve Creswick RJ (1995) Superconductivity, Academic press, San Diego.
- Rao DM, Somaiah T, Haribabu V ve Venudhar YC (1993) “Growth Kinetics of High- T_c and Low- T_c Phases in $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ca}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Superconducting Compounds”, Crystal Research and Technology, 28(3): 285-298
- Reddy RR, Murakami M, Tanaka S ve Reddy PV (1996) “Elastic behavior of a Y-Ba-Cu-O sample prepared by the MPMG method”, Physica C: Superconductivity, 257(1-2): 137-142.
- Rose-Innes A C ve Rhoderick EH (1978) Introduction to Superconductivity, International Series in Solid State Physics, Vol. 6. 1-238, Pergamon Pres, Oxford.
- Rose-Innes AC ve Rhoderick EH (1980) Introduction to Superconductivity, Second Press, Pergamon Press Ltd., England.

- Rullier-Albenque F, Vieillefond PA, Alloul H, Tyler AW, Lejay P ve Marucco, JF (2000) "Universal Tc depression by irradiation defects in underdoped and overdoped cuprates", EPL (Europhysics Letters), 50(1): 81.
- Sangwal K (2000) "On the reverse indentation size effect and microhardness measurement of solids", Materials Chemistry and Physics, 63(2): 145-152.
- Sarun PM, Vinu S, Shabna R, Biju A ve Syamaprasad U (2009) "Microstructural and superconducting properties of Yb-substituted (Bi, Pb)-2212 superconductor sintered at different temperatures", Journal of Alloys and Compounds, 472(1): 13-17.
- Saxena AK (2010) High- temperature superconductors, Springer, 1st, Berlin.
- Shabna R, Sarun PM, Vinu S, Biju A ve Syamaprasad U (2009) "Doping controlled metal to insulator transition in the (Bi, Pb)-2212 system", Superconductor Science and Technology, 22(4): 045016–045022.
- Sheahen TP (2002) Introduction to High-Temperature Superconductivity, 1st ed., Kluwer Academic Publishers, New York.
- Smith WF (2001). Malzeme Bilimi ve Mühendisliği, (N. G. Kınıkoğlu, Çev.), Literatür Yayıncılık, (Orijinal çalışma basım tarihi 1986), İstanbul.
- Song-Shan M, Hui X, Xiao-Liang L ve Huan-You W (2007) "Characteristics of hopping conductivity in one-dimensional binary disordered system with off-diagonal correlations", ActaPhys. Sin., 56: 2852–2857.
- Tarkanian ML, Neumann JP ve Raymond L, in: Westbrook JH ve Conrad H (1973) The Science of Hardness Testing and Its Research Application, American Society for Metals, Metal Park, Ohio.
- Taylor JR ve Zafaritos CD (1996) Fizik ve mühendislikte modern fizik (B. Karaoğlu, Çev.), Arte Güven Yayınları, İstanbul.
- Tinkham M (1996) Introduction to superconductivity, 2nd ed., McGraw-Hill Courier Corporation, New York.
- Turkoz MB, Nezir S, Terzioglu C, Varilci A ve Yildirim G (2013) "Investigation of Lu effect on YBa₂Cu₃O_{7-δ} superconducting compounds", Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 24(3): 896-905.
- Xu X, Kim JH, Dou SX, Choi S, Lee JH, Park HW, Rindfleisch M ve Tomsic M (2009) "A correlation between transport current density and grain connectivity in MgB₂/Fe wire made from ball-milled boron", Journal of Applied Physics, 105(10) : 103913.
- Vinu S, Sarun PM, Biju A, Shabna R, Guruswamy P ve Syamaprasad U (2008) "The effect of substitution of Eu on the critical current density and flux pinning

properties of (Bi, Pb)-2212 superconductor”, Superconductor Science and Technology, 21(4): 045001–045005.

Yaşar N (2009) Xrd Analiz Yöntemleriyle Bi-2223 Süperiletken Seramik Yapıların Faz Değişimlerinin Katkı Atomları ile İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.

Yazıcı D (2010) Tek Fazlı BSCCO Süperiletken Malzeme Üretimi ve Malzemenin Fiziksel Özelliklerinin Araştırılması, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.

Yılmaz S (1997) X-ışınları Difraksiyonu ile $C_{20}H_{19}O_7N$ 'nin Kristal Yapısının Araştırılması, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri.

Yılmaz U (2015) Y-123 Tabanlı Süperiletken Seramiklerin Yapısal Özelliklerine NANO-SnO₂ Parçacıklarının Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.

Yildirim G, Varilci A, Akdoğan M ve Terzioğlu C (2012) “Role of annealing time and temperature on structural and superconducting properties of (Bi, Pb)-2223 thin films produced by sputtering”, Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 23(4): 928-935.

Yildirim G (2013) “Beginning point of metal to insulator transition for Bi-2223 superconducting matrix doped with Eu nanoparticles”, Journal of Alloys and Compounds, 578: 526-535.

Yildirim G, Doğruer M, Karaboga F ve Terzioğlu C (2014) “Formation of nucleation centers for vortices in Bi-2223 superconducting core by dispersed Sn nanoparticles”, Journal of Alloys and Compounds, 584: 344-351.

Zalaoglu Y (2011) Ce-Katkılı Bi-2212'nin bazı fiziksel özelliklerinin incelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fen Bilimler Enstitüsü, Bolu.

Zalaoglu Y, Bekiroğlu E, Doğruer M, Yıldırım G, Öztürk O ve Terzioğlu C (2013) “Comparative study on mechanical properties of undoped and Ce-doped Bi-2212 superconductors”, Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 24(7): 2339-2345.

Zalaoglu Y, Yıldırım G, Büyüksu H, Saritekin NK, Varilci A, Terzioğlu C ve Görür O (2015) “Important effects on pinning of 2D pancake vortices in highly anisotropic Bi-2212 superconducting matrix with homovalent Bi/La substitution”, Journal of Alloys and Compounds, 631: 111-119.

Zan R (2006) $Bi_{2-x}Tb_xPb_xSr_2Ca_3Cu_4O_y$ Süperiletken Malzemesine Tb Katkısının Etkileri, Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.

10. ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Bahadır AKKURT

Doğum Yeri ve Tarihi : 01.12.1989

Lisans Üniversite : Kocaeli Üniversitesi

Elektronik posta : b_akkurt1989@hotmail.com

İletişim Adresi : Abant İzzet Baysal Üniversitesi
Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makine
Mühendisliği Bölümü Gölköy Kampüsü /
BOLU