

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**MPMG YÖNTEMİYLE ÜRETİLEN  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$**   
**SÜPERİLETKENLERİNİN MANYETİK KARAKTERİZASYONU**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Engin UYSAL**

**HAZİRAN 2012**  
**TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**MPMG YÖNTEMİYLE ÜRETİLEN  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$   
SÜPERİLETKENLERİNİN MANYETİK KARAKTERİZASYONU**

**Engin UYSAL**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
"YÜKSEK LİSANS (FİZİK)"  
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 28.05.2012  
Tezin Savunma Tarihi : 15.06.2012**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ**

**Trabzon 2012**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik Anabilim Dalında**

**Engin UYSAL tarafından hazırlanan**

**MPMG YÖNTEMİYLE ÜRETİLEN  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$   
SÜPERİLETKENLERİNİN MANYETİK KARAKTERİZASYONU**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 29/ 05 / 2012 gün ve 1458 sayılı  
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**olarak kabul edilmiştir.**

**Jüri Üyeleri**

**Başkan : Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ** .....

**Üye : Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK** .....

**Üye : Yrd. Doç. Dr. Hamdullah ÇUVALCI** .....

**Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ**

**Enstitü Müdürü**

## ÖNSÖZ

Yüksek Lisans tezi olarak KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsüne sunulun bu çalışmada eritme yöntemlerinden olan MPMG ile üretilen  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $x=0$  ve  $x=0.5$ ) süperiletken numunenelerin manyetik özellikleri incelendi.

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde, sonuçların tartışılması ve değerlendirmesi aşamasında yardımlarını hiç bir zaman esirgemeyen kıymetli danışman hocam sayın Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ' ye en içten saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik bölümündeki imkanlardan yararlanmamı sağlayan Bölüm Başkanı sayın Prof. Dr. Ekrem YANMAZ' a teşekkürü bir borç bilirim. Tez çalışmasının her aşamasında her türlü yardımlarını ve katkılarını esirgemeyen Fizik bölümündeki Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK olmak üzere diğer hocalarıma, Arş. Gör. Sezai KÜTÜK ve Arş. Gör. Mehmet BAŞOĞLU ve diğer arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunarım.

Bu zamana kadar her türlü maddi ve manevi desteği esirgemeyen ailemdeki büyüklerime en içten saygı ve teşekkürlerimi, eşime ve ailemizin neşesi olan biricik oğlum M.H. İbrahim UYSAL'a nihayet sevgilerimi ve minnetlerimi sunmayı üzerime bir borç bilirim.

Engin UYSAL

Trabzon 2012

## TEZ BEYANNAMESİ

*Yüksek Lisans Tezi* olarak sunduğum “MPMG Yöntemiyle üretilen  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  Süperiletkenlerinin Manyetik Karakterizasyonu” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ'nin sorumluluğunda tamamladığımı, verileri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuvarlarda yaptığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim.28/05/2012

Engin UYSAL

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET.....	VII
SUMMARY.....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Genel Giriş.....	1
1.2. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri.....	3
1.2.1. Sıfır Direnç.....	3
1.2.2. Kritik Sıcaklık.....	3
1.2.3. Kritik Manyetik Alan.....	4
1.2.4. Kritik Akım Yoğunluğu.....	5
1.2.5. Süperiletkenlikte Karakteristik Uzunluklar.....	7
1.2.5.1. Nüfuz Derinliği.....	7
1.2.5.2. Eş Uyum (Koherens) Uzunluğu.....	8
1.3. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler.....	9
1.4. BCS Teorisi.....	12
1.5. Kritik Hal ve Bean Modeli.....	14
1.6. Y-Ba-Cu-O Süperiletkenlerinin Kristal Yapısı.....	16
1.7. Süperiletkenlerde Kaldırma Kuvveti.....	18
1.8. Manyetik Gevşeme veya Akı Sürüklenmesi (Flux Creep).....	19

2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	22
2.1.	Numunelerin Hazırlanması.....	22
2.1.1.	YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-δ</sub> Süperiletken Numunesinin Tartılması ve Kalsinasyon İşlemi.....	22
2.1.2.	Lu <sub>0.5</sub> Y <sub>0.5</sub> Ba <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-δ</sub> Süperiletken Numunesinin Tartılması ve Kalsinasyon İşlemi.....	24
2.1.3.	Eritme-Toz-Eritme-Büyütme (MPMG) Yöntemi.....	25
2.1.4.	Üretilen Numunelerin Sinterlenmesi ve Oksijen Verme İşlemi.....	26
2.2.	Yapılan Analizler.....	27
2.2.1.	Differansiyel Termal Analiz (DTA).....	27
2.2.2.	X-Işınları Kırınımı Ölçümleri (XRD).....	28
2.2.3.	Kaldırma Kuvveti Ölçümleri.....	28
2.2.4.	Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri.....	28
3.	BULGULAR VE TARTIŞMALAR.....	30
3.1.	Giriş.....	30
3.2.	Diferansiyel Termal Analiz (DTA).....	30
3.3.	X-Işını Kırınımı (XRD) Analizi.....	31
3.4.	Manyetik Kaldırma Kuvveti Ölçümleri.....	35
3.5.	Manyetizasyon Ölçümleri.....	41
3.6.	YBCO Süperiletken Numunelerin Kritik Akım Yoğunluğu.....	47
3.7.	Manyetik Gevşeme veya Akı Sürüklenmesi.....	50
4.	SONUÇLAR.....	53
5.	ÖNERİLER.....	55
6.	KAYNAKLAR.....	56

ÖZGEÇMİŞ

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

MPMG YÖNTEMİYLE ÜRETİLEN  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  SÜPERİLETKENLERİNİN  
MANYETİK KARAKTERİZASYONU

Engin UYSAL

Karadeniz Teknik Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı  
Danışman: Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ  
2012, 61 Sayfa

Bu çalışmada,  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  süperiletken numuneler ( $x=0$  ve  $x=0.5$ ) MPMG yöntemi ile beş farklı sinterleme sıcaklığı 920, 930, 940, 960 ve 985°C kullanılarak üretilmiştir. Numunelerin yapısal özellikleri XRD analizi ile incelendi. Manyetik özellikleri sıvı azot sıcaklığında (77) hem alansız soğutma (ZFC) işlemi hem de alan altında soğutma (FC) işleminde manyetik kaldırma kuvveti ölçümleri ile araştırıldı. Numunelerin manyetik davranışı hakkında daha fazla araştırma Fiziksel Özellikleri Ölçme Sisteminin (Quantum Design PPMS) Titreşen Örnek Manyetometresi (VSM) ile gerçekleştirildi. Araştırılan numunelerin kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığı, seçilen bazı sıcaklıklarda (10, 20, 77K) ölçülen eşsıcaklık M-H histeresiz eğrilerinden belirlendi. En yüksek kritik akım yoğunluğu 940 °C de büyütülen Lutesyum katkılı numunede elde edildi. Sinterleme sıcaklığı 920 den 985 °C ye artırıldığında, hem manyetik kaldırma kuvveti ölçümü hem de M-H histeresiz ölçümünden kritik akım yoğunluğunun arttığı görüldü. Son olarak manyetik gevşeme hızı, yaklaşık 180 s bekleyerek tuzaklanmış manyetizasyonun zamanla azalmasının ölçümünden elde edildi. Manyetik gevşeme logaritmik zaman bağıllığı gösterdiğinden aktivasyon enerjisi belirlenebilir. Örnek olarak en yüksek kritik akım yoğunluğu gösteren numune için 20 K de yeterince yüksek bir manyetik alan uygulandıktan sonra tuzaklanmış manyetizasyon rejiminde aktivasyon enerjisi 75meV olarak belirlendi.

**Anahtar Kelimeler:** YBCO, Lutesyum Katkılama, MPMG Yöntemi, Manyetik Kaldırma Kuvveti, M-H Histeresizi, Kritik Akım Yoğunluğu, Manyetik Gevşeme.



Master Thesis

SUMMARY

MAGNETIC CHARACTERIZATION OF  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  SUPERCONDUCTORS  
PREPARED BY MPMG METHOD

Engin UYSAL

Karadeniz Technical University  
The Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Physics Graduate Program  
Supervisor: Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ  
2012, 61 Pages

In this study, superconducting  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  samples ( $x=0$  and  $x=0.5$ ) were prepared by the MPMG method using five different sintering temperature as 920, 930, 940, 960, 985°C. The structural properties of the samples were studied by XRD analysis. Magnetic properties of the samples were investigated by the measurements of magnetic levitation force in both zero field cooling (ZFC) process and field cooling (FC) process in liquid nitrogen temperature (77K). Further investigations on magnetic behaviour of the samples were carried out by magnetization measurements using VSM option of a Quantum Design PPMS. The field dependence of critical current density for the samples studied were estimated from isothermal M-H hysteresis curves measured at various selected temperatures (10, 20, 77K). The highest critical current density was obtained for the Lutetium doped sample grown at 940 °C. Both magnetic levitation force measurement and M-H loop measurement showed that as the sintering temperature increases from 920 to 985 °C, the critical current density increases. Finally, the magnetic relaxation rate was obtained by measuring the time decay of the remnant magnetization for about 180 s. Since magnetic relaxation has logarithmic time dependence, we can determine the activation energy. As an example, the activation energy for the sample having highest critical current density was found to be 75 meV at 20 K in the remnant magnetization regime upon exerting high enough magnetic field.

**Anahtar Kelimeler:** YBCO, Lutetium Doping, MPMG Method, Magnetic Levitation Force, M-H Hysteresis, Critical Current Density, Magnetic Relaxation.

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1. Civa (Hg) için direncin düşük sıcaklık değişimi. ....	1
Şekil 1.2. Özdirencin sıcaklıkla değişimi .....	4
Şekil 1.3. Kritik akım yoğunluğu ( $J_c$ ), kritik magnetik alan ( $H_c$ ) ve kritik sıcaklık( $T_c$ ) niceliklerinin faz diyagramı .....	7
Şekil 1.4. Magnetik alan altında nüfuz derinliği.....	8
Şekil 1.5. I. Tip süperiletken için H-T eğrisi.....	10
Şekil 1.6. (a) Ortalama magnetik akı yoğunluğunun, (b) ortalama magnetizasyonun I. Tip süperiletkenlerde uygulanan magnetik alana bağıllığı, (c) ortalama magnetik akı yoğunluğunun, (d) ortalama magnetizasyonun II. Tip süperiletkenlerde uygulanan magnetik alana bağıllığı .....	11
Şekil 1.7. (a) II. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi.....	12
Şekil 1.8. Yüzeyle paralel magnetik alandaki 2a kalınlığındaki ince dilimin içindeki akı yoğunluğu profili . ....	16
Şekil 1.9. Ortorombik yapıdaki $YBa_2Cu_3O_7$ bileşiminin birim hücresi .....	18
Şekil 1.10. Süperiletken haldeki numune üzerinde küçük bir mıknatısın levitasyon etkisi.....	19
Şekil 2.1. YBCO ve Lu katkılı YBCO toz karışımlarının kalsinasyon işlemi.....	23
Şekil 2.2. YBCO ve Lu katkılı YBCO numuneleri için hızlı soğutma diyagramı.....	25
Şekil 2.3. MPMG yöntemi ile hazırlanan tüm numunelerin sinterleme diyagramı .....	26
Şekil 2.4. Tüm numuneler için oksijen verme diyagramı .....	27
Şekil 2.5. Quantum Design PPMS (Fiziksel Özellik Ölçüm Sistemi).....	29
Şekil 3.1. Eritme-hızlı soğutma sonrası $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ tozu için DTA sonucu. ....	31
Şekil 3.2. Tüm numunelerin $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında x-ışını kırınım desenleri.....	33
Şekil 3.3. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numuneleri katkılı-katkısız olarak alan altında (FC) manyetik kaldırma kuvveti-dikey mesafe grafikleri. ....	38
Şekil 3.4. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numunelerinin alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrası manyetik kaldırma kuvveti-dikey mesafe grafikleri.....	39
Şekil 3.5. D1 ve E1 numunelerinin alan altında soğutma (FC) işlemi sonrası manyetik kaldırma kuvveti-dikey mesafe grafikleri.....	40

Şekil 3.6. D1 ve E1 numunelerinin alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrası manyetik kaldırma kuvveti-dikey mesafe grafikleri.....	40
Şekil 3.7. E1 numunesi için alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrası manyetik kaldırma kuvvetinin mesafe azalırken 6mm de ve mesafe artarken 6.6 mm de 100 s içerisinde akı sürüklenmesinin zamana göre logaritmik değişimi.....	41
Şekil 3.8. A1 ve A2 numunelerinin 10 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	42
Şekil 3.9. A1 ve A2 numunelerinin 20 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	42
Şekil 3.10. A1 ve A2 numunelerinin 77 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	43
Şekil 3.11. B1 ve B2 numunelerinin 10 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	44
Şekil 3.12. B1 ve B2 numunelerinin 20 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	45
Şekil 3.13. B1 ve B2 numunelerinin 77 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	45
Şekil 3.14. C1 ve C2 numunelerinin 10 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	46
Şekil 3.15. C1 ve C2 numunelerinin 20 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	46
Şekil 3.16. C1 ve C2 numunelerinin 77 K sıcaklığında M-H eğrileri.....	47
Şekil 3.17. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numunelerinin kritik akım yoğunluğunun 10 K sıcaklığında manyetik alan ile değişimi.....	48
Şekil 3.18. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numunelerinin kritik akım yoğunluğunun 20 K sıcaklığında manyetik alan ile değişimi.....	49
Şekil 3.19. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numunelerinin kritik akım yoğunluğunun 77 K sıcaklığında manyetik alan ile değişimi.....	49
Şekil 3.20. C1 numunesinde 20 K sıcaklığında yeterince yüksek alan (30 kOe) uygulanıp sonra alan sıfırlandığında tuzaklanan manyetizasyonun manyetik gevşeme eğrisi.....	50
Şekil 3.21. C2 numunesinde 20 K sıcaklığında yeterince yüksek alan (30 kOe) uygulanıp sonra alan sıfırlandığında tuzaklanan manyetizasyonun manyetik gevşeme eğrisi.....	51

## TABLÖLAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 2.1. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken numunesinin üretiminde kullanılan tozlar bileşikler ve miktarları.....	22
Tablo 2.2. $\text{Lu}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken numunesinin üretiminde kullanılan tozlar bileşikler ve miktarları.....	24
Tablo 3.1. $\text{Y}_x\text{Lu}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Ca}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken numunelerinin adlandırılması .....	30
Tablo 3.2. Hesaplanan a, b, c örgü parametreleri, V (hacim) değerleri ve ortorombikliğe kayma derecesinin katkı oranlarına (x) göre değişimleri.....	32

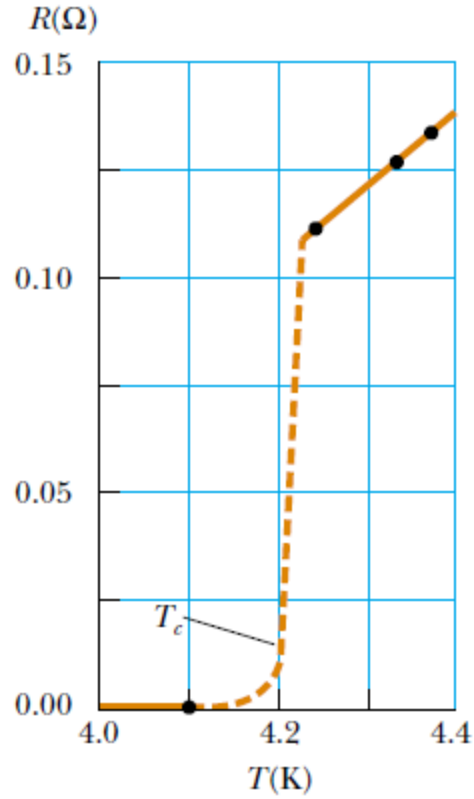
## SEMBOLLER DİZİNİ

$B$	: Manyetik indüksiyon (Manyetik akı yoğunluğu)
$B(x)$	: $x$ uzunluğundaki akı yoğunluğu
$E$	: Elektrik alan
$F_L$	: Lorentz kuvveti
$F_p$	: Çivileme (Pinning) kuvveti
$h$	: Plank sabiti
$H^*$	: İlk tam nüfuz alanı
$H$	: Manyetik Alan
$H_a$	: Uygulanan manyetik alan
$H_c$	: I. Tip süperiletkenlerde kritik manyetik alan
$H_c(0)$	: Mutlak sıfırdaki kritik manyetik alan
$H_{c1}$	: II. Tip süperiletkenlerde alt kritik manyetik alan
$H_{c2}$	: II. Tip süperiletkenlerde üst kritik manyetik alan
$I$	: Akım
$I_c$	: Kritik Akım
$J$	: Akım yoğunluğu
$J_c$	: Kritik akım yoğunluğu
$J_t$	: İletim akım yoğunluğu
$J_s$	: Perdeleme akım yoğunluğu
$k$	: Boltzman sabiti
$M$	: Mıknatıslanma
$T_c$	: Kritik Geçiş Sıcaklığı
$V$	: Gerilim
$\Phi$	: Manyetik Akı
$\xi$	: Eş uyum uzunluğu
$\rho$	: Özdirenc
$\lambda$	: Nüfuz derinliği
$\mu_0$	: Boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısı

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Genel Giriş

Süperiletkenlik ilk defa 1911'de HeikeKamerlinghOnnes tarafından cıvanın elektriksel direncini ölçerken 4.2 K civarında direncin aniden sıfıra düşmesiyle gözlemlendi. Bu durum süperiletkenlik olarak adlandırıldı (Onnes, 1911). Şekil 1.1'de gösterildiği gibi cıva, belli bir T sıcaklığından itibaren soğutulduğunda direncinde sabit bir düşüş gerçekleştirirken, belli bir noktadan ( $\approx 4.2$  K) sonra direnci aniden düşerek kritik sıcaklığın altındaki bir noktada sıfır direnç yani süperiletkenlik özelliği gösterir.



Şekil 1.1. Cıva (Hg) için direnç- sıcaklık eğrisi (Serway, 2004)

Elektriksel direncin sıfıra düştüğü sıcaklığa kritik sıcaklık veya geçiş sıcaklığı denilmektedir ve  $T_c$  ile gösterilir. 1913 yılında bu alandaki çalışmalarından dolayı Heike Kamerlingh Onnes Nobel ödülü aldı. 1933 yılında iki Alman fizikçisi olan Meissner ve

Ochsenfeld, süperiletken bölgenin manyetik akıyı dışarladığını yani malzemeni niçine sokmadığını gözlemlediler (Müller ve Ustinov, 1997). Bu olaya Meissner Olayı denir.

İki yıl sonra, London kardeşler (F. ve H. London, 1935) Meissner-Ochsenfeld etkisinin mantıksal açıklamasını ileri sürdü. Fakat 1957’de süperiletkenliğin BCS teorisi (Bardeen vd., 1957) önerilinceye kadar London formülü tam olarak açıklanamadı. BCS teorisi bu etkileyici olayın anlaşılmasında devrim yaptı. Bu teoriye göre, elektronlar zıt momentumlu ve zıt spinli elektron çiftleri yani Cooper çiftleri olarak bilinen bağlı bir hal oluştururlar. Manyetik alanlara farklı tepkiler vermesine göre iki tip süperiletkenin bulunması önemli bir sonuçtur. Bunlar I. ve II. Tip süperiletkenlerdir. Ginzburg-Landau teorisi bu iki tip arasındaki farkı teorik olarak açıklamıştır (Ginzburg ve Landau, 1950). 1960’larda Gorkov, Ginzburg-Landau teorisinin BCS teorisinin sınırlanmış hali olduğunu göstermiştir (Gorkov, 1960). Abrikosov, II. Tip süperiletkenlerde akı tüplerinin üçgensel modelde kendilerini düzenlediklerini tahmin etti (Abrikosov, 1957). Essmann ve Trauble güzel bir deneyle Abrikosov’un tahminini doğruladılar (Essmann ve Trauble, 1967). 1962’de Josephson ince yalıtkan tabaka ile ayrılmış iki süperiletken arasındaki quantum tünel etkisini çalıştı (Josephson, 1962).

1986’nın başlarında J. Georg Bednorz ve Carl Alex Müler, lantanyum, baryum ve bakırın bir oksidinde (LaBaCuO) 30 K üzerinde süperiletkenliği buldular. O zamana kadar  $T_c$  için bilinen en yüksek değer 23 K idi ve bu değer niobyum ve germanyumun bir bileşiğine aitti. Bu bakımdan yüksek sıcaklık süperiletkenliği diye adlandırılan bu buluş konuyu ileri götüren çok büyük bir gelişmedir (Serway, 1996). Wu ve arkadaşları YBaCuO içeren seramik süperiletken maddenin, sıvı azotun kaynama noktasından (77 K) daha yüksek bir sıcaklıkta yani 93 K civarında süperiletkenliğe geçtiğini buldular (Wu vd., 1987). Daha sonra Japonya’da  $T_c= 105$  K olan BiSrCaCuO süperiletkenlik fazının varlığı rapor edildi (Maeda vd., 1988). Süperiletkenlerin bu yeni serisi,  $n=1, 2$  ve  $3$  için sırasıyla 10, 85 ve 110 K’ lik  $T_c$  ile birlikte  $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$  yapısal formülüne sahipti. 1988’den sonra TlBaCaCuO sisteminde 100 K’in yukarısında süperiletkenlik gözlediler. 1993’de HgBaCaCuO sisteminin 130 K’in üzerinde süperiletkenlik geçiş sıcaklığı gösterdiği açıklandı.

2001 yılında Akimitsu ve arkadaşları  $MgB_2$  alaşımının 39 K’de süperiletken olduğunu açıkladılar (Nagamatsu vd., 2001). Bunun üzerine bor türü metal alaşımlar, özellikle de  $MgB_2$  malzemesi üzerine yoğun çalışmalar yapılmıştır. 2008 yılında La[O<sub>1-</sub>

$x\text{F}_x\text{JFeAs}$  bileşiği için kritik sıcaklığı 26 K olarak bulunduğunda yeni bir yüksek sıcaklık süperiletken ailesi keşfedilmiş oldu.

Süperiletkenlik alanında yapılan çalışmalarda, üretilen süperiletkenlerin kritik sıcaklığının ( $T_c$ ) ve kritik akım yoğunluğunun ( $J_c$ ) iyileştirilmesi yanında şiddetli manyetik alan altında kayıpsız büyük akımlar taşıyabilecek kapasitede olması ve teknolojik açıdan verimli bir şekilde uygulanabilir olması hedefdir. Bu nedenle günümüzde, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde yapıya değişik elementler ilave edilerek veya katkı yapılarak, kritik sıcaklığı ve kritik akım yoğunluğunu yükseltmek amacıyla pek çok çalışma yapılmaktadır.

Bu tez çalışmasının amacı,  $\text{YBaCuO}$  (123) süperiletken sisteminde Y yerine kısmi(%50) Lu katkısı yaparak, ortaya çıkan değişiklikleri belirlemek, sonuçları yorumlayarak süperiletkenlik parametrelerini iyileştirmeye çalışmaktır. Bazı araştırmacılar (Öztürk vd. 2010) katıhal tepkime yöntemi ile üretilen Lu katkılı süperiletkenlerin kritik akım yoğunluğunda iyileştirme görüldüğünü rapor ettiler. MPMG yöntemi ile üretilen YBCO numunelerde de aynı etkilerin gözlenip gözlenmeyeceği amaçlanmıştır.

## **1.2. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri**

### **1.2.1. Sıfır Direnç**

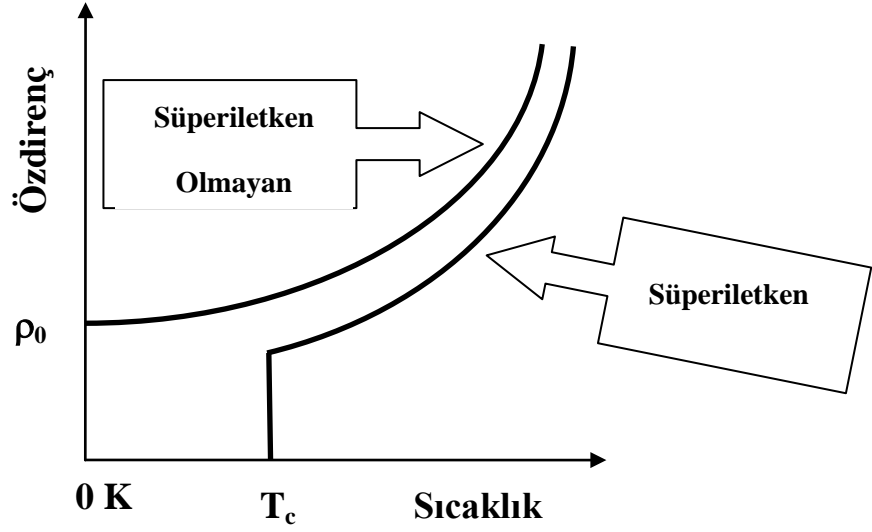
Metaller soğutuldukları zaman elektriksel özdirençleri azalır. Bir metalden akım geçirildiğinde kristalin periyodikliğindeki herhangi bir kusur, elektron dalgalarını saçılmaya uğratar ve direnç oluşur. Periyodikliği bozan etmenler, mutlak sıcaklığın üzerinde atomların titreşmesi ve denge konumlarından ayrılması veya kristal örgünün periyodik düzenindeki bozukluklardır. Kristal örgünün periyodik düzeninde bozukluklar, bir örgü noktasında atomun bulunmayışı, atomların yabancı atomlarla yer değiştirmesi veya yapı içinde yabancı fazlalılık bir atomun bulunmasıdır. Bu tür etkiler ortadan kaldırıldığında süperiletken olmayan bir metalden akım geçirildiğinde sıfır direnç gösterebilir.

### **1.2.2. Kritik Sıcaklık**

Bazı element, alaşım ve bileşiklerin direnç ve manyetik ölçümlerindeki ani değişimlere karşılık gelen sıcaklık değerine “kritik sıcaklık” denir ve  $T_c$  ile gösterilir.



Kritik sıcaklık süperiletkenliğin temel özelliklerindedir. Süperiletken malzeme bu sıcaklık değerinin altına kadar soğutulduğunda malzemedeki direncin birdenbire sıfıra gittiği (Şekil 1.2.) gözlemlenmektedir. Bu durumda malzemenin kalıcı (permanent) diamanyetik duruma geçerek, uygulanan manyetik alanı dışarıladığı görülmektedir. Bu nedenle kritik sıcaklık, direnç ölçümlerinden elde edilebildiği gibi manyetik alınganlık ölçümlerinden de belirlenebilmektedir.



Şekil 1.2. Öz direncin sıcaklıkla değişimi

Süperiletken bir malzemenin kritik sıcaklığına süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı da denir. Kritik sıcaklığın üzerinde malzeme normal (iletken) davranış gösterir. Süperiletken olan elementler ve bileşikler iletkenlerdir ama normal hallerinde çok iyi iletken değildirler. Bakır, gümüş ve altın gibi iyi iletkenler süperiletken özellik göstermezler (Poole, 2007).

### 1.2.3. Kritik Manyetik Alan

Süperiletkenlikte kritik sıcaklık kadar önemli bir diğer nicelikte kritik manyetik alandır ve  $H_c$  ile gösterilir. Kritik sıcaklıkta olduğu gibi kritik manyetik alan değerinin altında sıfır direnç gösterir. Süperiletken haldeki bir malzemeye bir dış manyetik alan uygulandığında, kritik manyetik alan değerine kadar malzeme süperiletkenlik özelliğini korumasına rağmen bu değerini aşılması durumunda süperiletkenlik özelliği kaybolabilir ve

normal direnç tekrar ortaya çıkabilir. Kritik manyetik alan değeri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak değişimi Şekil 1.3.'te görülmektedir. Kritik manyetik alanın sıcaklık bağımlılığı;

$$H_c(T) = H_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.1)$$

ile verilmektedir.

Kritik manyetik alan malzemenin cinsine bağlıdır. Süperiletken malzemelerin teknolojinin her alanında uygulanabilmesi için öncelikle kritik sıcaklık ve kritik manyetik alan değerlerini yüksek değerlere ulaştırmak gerekmektedir.

#### 1.2.4. Kritik Akım Yoğunluğu

Süperiletkenlerin önemli karakteristik özelliklerinden biri de, kayıpsız taşıyabilecekleri mümkün maksimum iletim akımı, yani kritik akım  $I_c$ 'dir. Kritik akımın değeri numune geometrisine ve kalitesine bağlıdır. Eğer akım bu kritik değeri aşarsa direnç ortaya çıkar.

Genelde, bir süperiletkenin yüzeyinde akan akıma iki katkı olabilir. Örneğin içinden bir batarya yardımıyla boyunca bir akım geçirilen bir süperiletken tel göz önüne alınsın. Bu akım, yükleri telin içine ve dışına taşıdığı için "iletim (transport) akımı" olarak adlandırılır. Tel uygulanan bir magnetik alan içerisindeyse, perdeleyici akımlar metalin içindeki akı yoğunluğunu iptal edecek şekilde dolanırlar. Bu perdeleyici akımlar iletim akımının üzerine ilave olurlar ve herhangi bir noktadaki akım yoğunluğu  $\vec{J}$ , iletim akımından kaynaklanan  $\vec{J}_i$  ve perdeleyici akımlardan kaynaklanan  $\vec{J}_s$  bileşenlerinin toplamı olarak düşünülebilir:

$$\vec{J} = \vec{J}_i + \vec{J}_s \quad (1.2)$$

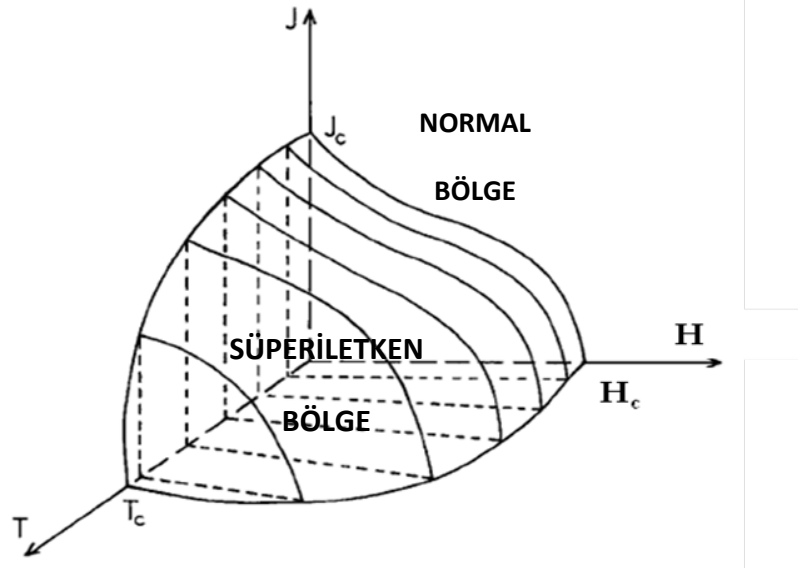
Herhangi bir noktadaki toplam akım yoğunluğu  $\vec{J}$ 'nin büyüklüğü kritik akım yoğunluğu  $\vec{J}_c$  değerini aştığında süperiletkenliğin bozulması beklenebilir.

Bir süperiletken üzerinden akan toplam akım yeterince büyükse, yüzeydeki akım yoğunluğu  $\bar{J}_c$  kritik değerine ulaşacak ve yüzeyde bununla ilişkili magnetik alan şiddeti  $H_c$  değerine sahip olacaktır. Bunun tersi şekilde, yüzeydeki bir  $H_c$  magnetik alan şiddeti daima yüzey süper akım yoğunluğu  $\bar{J}_c$  ile ilişkilidir. Bu şu genel hipoteze gider: yüzeyde herhangi bir noktada, iletim akımı ve uygulanan manyetik alandan kaynaklanan toplam magnetik alan şiddeti kritik alan şiddeti  $H_c$ 'yi aştığında süperiletken sıfır direncini kaybeder (Silsbee, 1916). Süperiletkenin bir parçası boyunca direnç oluşturmaksızın geçirilebilen maksimum iletim akımı miktarı, bu parçanın kritik akımının ne olduğuna bağlıdır. Açık şekilde, uygulanan magnetik alan ne kadar güçlü ise kritik akım o kadar küçük olacaktır.

Uygulanan magnetik alan yoksa, sadece herhangi iletim akımı tarafından oluşturulan magnetik alan varsa, bu durumda kritik akım, iletkenin yüzeyinde kritik magnetik alan şiddeti  $H_c$ 'yi oluşturan akım olacaktır.

Kritik magnetik alan şiddeti  $H_c$ 'nin sıcaklığa bağlı olduğu, sıcaklık yükseldikçe azaldığı ve geçiş sıcaklığı  $T_c$ 'de sifira düştüğü bilinmektedir. Bu kritik akım yoğunluğunun da sıcaklığa benzer halde bağlı olduğunu, kritik akım yoğunluğunun yüksek sıcaklıklarda azaldığını ifade eder. Bunun tersi şekilde, bir süperiletken bir akım taşıyorsa onun geçiş sıcaklığı azalır (Rose ve Rhoderick, 1980).

Süperiletkenliğin üç önemli niceliği olan kritik akım yoğunluğu ( $J_c$ ), kritik magnetik alan ( $H_c$ ) ve kritik sıcaklık ( $T_c$ ) arasındaki ilişkiyi aynı diyagramda göstermek mümkündür. Şekil 1.3'te, bu niceliklerin oluşturduğu sınırlar dikkate alınarak süperiletken ve normal bölgeleri gösterilmiştir.



Şekil 1.3. Kritik akım yoğunluğu ( $J_c$ ), kritik magnetik alan ( $H_c$ ) ve kritik sıcaklık ( $T_c$ ) niceliklerinin faz diyagramı

## 1.2.5. Süperiletkenlikte Karakteristik Uzunluklar

### 1.2.5.1. Nüfuz Derinliği

Bir süperiletkenin içindeki manyetik akı sıfır olduğunda, mükemmel diamagnetik hale geçmiş olduğu bilinen bir gerçektir. Bunun gerçekleşmesini sağlayan süper akım, tam olarak yüzeyden değilde malzemeye nüfuz ederek akar. Bundan dolayı, uygulanan magnetik alan birden bire sıfıra düşmeyip perdeleme akımların aktığı bölgede yavaş ortadan kalkar ve tabaka kalınlığına eşit bir uzaklığa kadar azalarak devam ederek sıfıra ulaşır. Yüzeyde yavaş yavaş ortadan kalkan akı yoğunluğu Şekil 1.4'te gösterilmektedir. Uygulanan manyetik alanın materyalin yüzeyine paralel olduğu kabul edilirse,

$B(0)$  : yüzeydeki magnetik alan

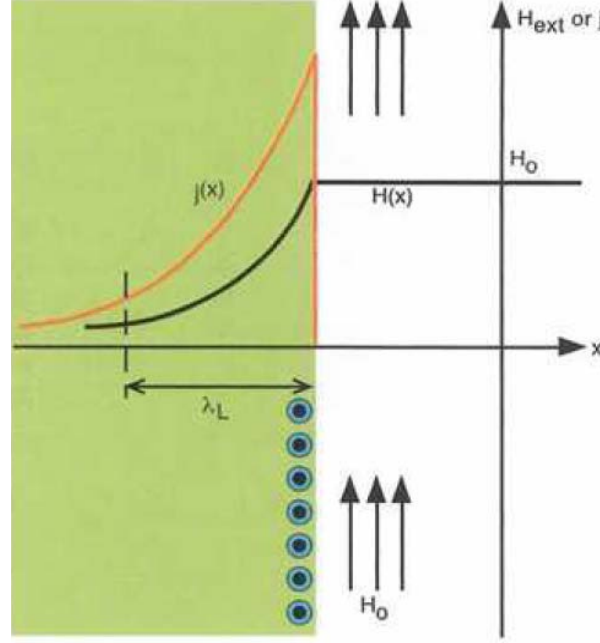
$x$  : nüfuz mesafesi

$\lambda$  : nüfuz derinliği olup

$B(x)$  :  $x$  mesafedeki magnetik alan

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.3)$$

şeklinde değişir. Denklem (1.3)'den anlaşıldığı gibi manyetik alan malzemeye üstel (eksponansiyel) fonksiyon şeklinde nüfuz eder (Şekil 1.4).



Şekil-1.4. Manyetik alan altında nüfuz derinliği (Ginzburg,, 1994)

Şekil 1.4, bir süperiletken (soldaki yeşil alan) ve bir manyetik alan (sağda yukarı doğru manyetik alan çizgileri gösterilen) arasındaki sınırları göstermektedir. İçi noktalı daireler bize doğru akan yüzey akımını gösterir. Alan yüzeyden itibaren derinliğin artmasıyla eksponansiyel olarak azalmaktadır ve yüzeydeki alan değerinin  $1/e$ 'sine düştüğü mesafe London nüfuz derinliği ( $\lambda_L$ ) olarak adlandırılır. Kırmızı çizgi ise süperiletkenin düz sınırından itibaren akım yoğunluğunun mesafe bağımlılığını verir (Ginzburg, 1994).

Nüfuz derinliği ( $\lambda_L$ ) farklı süperiletkenlerde farklı değer alır. Bu farklılık malzemenin özelliğine bağlıdır. Bazı süperiletkenler için bu değerler Tablo 1.1'de verilmiştir (Ginzburg,, 1994).

### 1.2.5.2. Eş Uyum (Koherens) Uzunluğu

Eş uyum uzunluğuda nüfuz derinliği gibisüperiletkenin karakteristik bir niceliğidir. Nüfuz derinliği kadar eş uyum uzunluğu da süperiletkenin iç dinamiğini belirlemede

önemli bir yer tutar. Eş uyum uzunluğunun kuantum mekaniğinin temeline dayandığı bilinen gerçeklerdendir.

Eş uyum uzunluğu ile ilgili birçok tanımlama vardır. Eş uyum uzunluğu, cooper çiftindeki elektronların birlikte kalabildiği uzunluk olarak düşünülebilir. Başka bir şekilde de eş uyum uzunluğu, üzerinde süperiletkenliğin oluşturulabildiği veya yok edilebildiği en küçük boyut olarak düşünülebilir. Eş uyum uzunluğu, normal ve süperiletken fazlar arasındaki bir ara seviyenin minimum genişliğinin bir ölçüsüdür. Eş uyum uzunluğu bir metalin normal durumda elektronlarının ortalama serbest yolunun uzunluğunun bir ölçüsüdür. Ortalama serbest yolu büyük olan bir metalin süperiletken durumda eş uyum uzunluğu da büyük olabilir. O halde eş uyum uzunluğu metalin saf olup olmamasına bağlıdır. Metaldeki safsızlıklar ve kusurlar, normal durumda elektronların ortalama serbest yolunu azaltarak nüfuz derinliğini artırırken eş uyum uzunluğunu azaltmaktadırlar ( $\lambda$  ve  $\xi$  ters orantılıdır). Süperiletken malzemenin eş uyum uzunluğu ne kadar büyükse malzeme o kadar iyi bir süperiletken olarak tanımlanır. Eş uyum uzunluğu özellikle II.tip süperiletkenlerin belirlenmesinde önemli bir yere sahiptir. Çünkü Ginzburg-Landau parametresi  $\kappa = \lambda/\xi$  oranındaki artış II. tip süperiletkenliği öne çıkarırken azalış I.tip bir süperiletkenliğe sebep olmaktadır. O halde I. tip süperiletkene safsızlıklar katılarak ( $\lambda$ 'yı büyüterek) kritik sıcaklıkta önemli bir değişiklik meydana gelmeden malzemenin I.tipten II. tip süperiletkene dönüşümü sağlanabilir. Sözelimi saf kursun I. tip bir süperiletkendir. Ama bu saf kurşuna, ağırlık olarak % 2 indiyum eklenmesiyle,  $T_c$ 'de önemli bir değişiklik olmadan II. tip süperiletkene dönüştürülebilir (Serway, 1996).

### 1.3. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler

Bu tip süperiletkenler, sıcaklığa bağlı olan ve numuneyi karakterize eden tek bir  $H_c(T)$  niceliğine sahip süperiletken tipidir. I. Tip süperiletkenlerde  $\lambda$  nüfuz derinliği dışındaki tüm bölgelerde magnetik akı dışarılanır. Dolayısıyla;

$\mathbf{H}$  : uygulanan magnetik alan,

$\langle B \rangle$  : numunenin bütünü üzerindeki ortalama magnetik akı yoğunluğu

$\langle M \rangle$  : ortalama magnetizasyon olarak alırsak;

$$\langle B \rangle = \mu_0 (H + \langle M \rangle) \quad (1.4)$$

Deklem (1.4)' deki standart bağıntıda  $\langle B \rangle = 0$  kullanılarak I. Tip süperiletkenler için ortalama magnetizasyon;

$$\langle M \rangle = -H \quad (1.5)$$

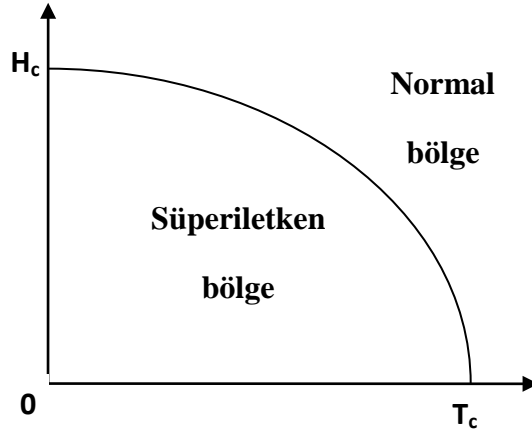
ile verilir.

$H > H_c(T)$  durumunda ise süperiletken numune normal halde olacaktır ve artık

$$\langle B \rangle = \mu_0 H \quad (1.6)$$

denklemigeçerli olacaktır.

I Tip süperiletkenlerin faz diyagramı Şekil 1.5.'da gösterilmektedir.



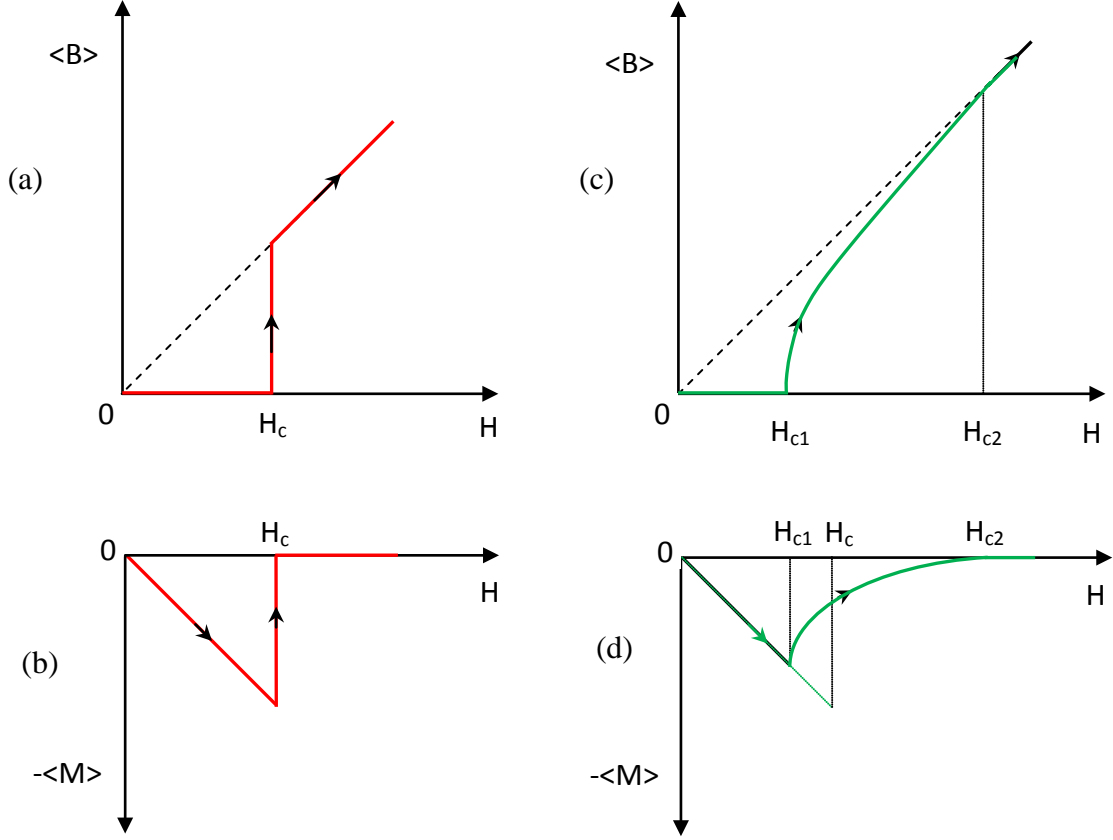
Şekil 1.5. I. Tip süperiletken için H-T eğrisi

Bu eğriden anlaşılacağı üzere farklı kritik sıcaklık ( $T_c$ ) değerlerine karşılık gelen farklı kritik magnetik alan ( $H_c$ ) değerleri karşımıza çıkacaktır ve kritik değerlerin çizdiği eğri ise süperiletken bölge sınırlarını oluşturacaktır.

1950'lerde bulunan süperiletkenin bir diğer sınıfı ise II. tip süperiletkendir. Bu tip, I. tip süperiletkenlerden ayrılan kısmı Şekil 1.6. ve Şekil 1.7.'de görüldüğü gibi karışık hali oluşturan alt ( $H_{c1}$ ) ve üst ( $H_{c2}$ ) kritik magnetik alanlardır ve bu nicelikler ile karakterize edilir. Tabii ki burada alt kritik magnetik alana kadar ki kısım I. tip süperiletkene uyan kısımdır.

İdeal tersinir II. tip süperiletkenlerde alt kritik magnetik alan ( $H_{c1}$ )'den daha küçük değerlerde magnetik akı dışarlama olayı gerçekleşmesinden dolayı içerideki akı sıfırdır

yani  $\langle B \rangle = 0$  ifadesi geçerli olmuş olur. Şekil 1.8' de görüldüğü üzere  $H_{c1} < H < H_{c2}$  aralığında süperiletken numunenin mixed state (karışık hal) durumunu gösterir. Bu halde iken numunede vorteks(girdap)'ler meydana geldiği için birçok dalgalanmalar gerçekleşir.



Şekil 1.6. (a) Ortalama magnetik akı yoğunluğunun, (b) ortalama magnetizasyonun I. Tip süperiletkenlerde uygulanan magnetik alana bağıllığı, (c) ortalama magnetik akı yoğunluğunun, (d) ortalama magnetizasyonun II. Tip süperiletkenlerde uygulanan magnetik alana bağıllığı.

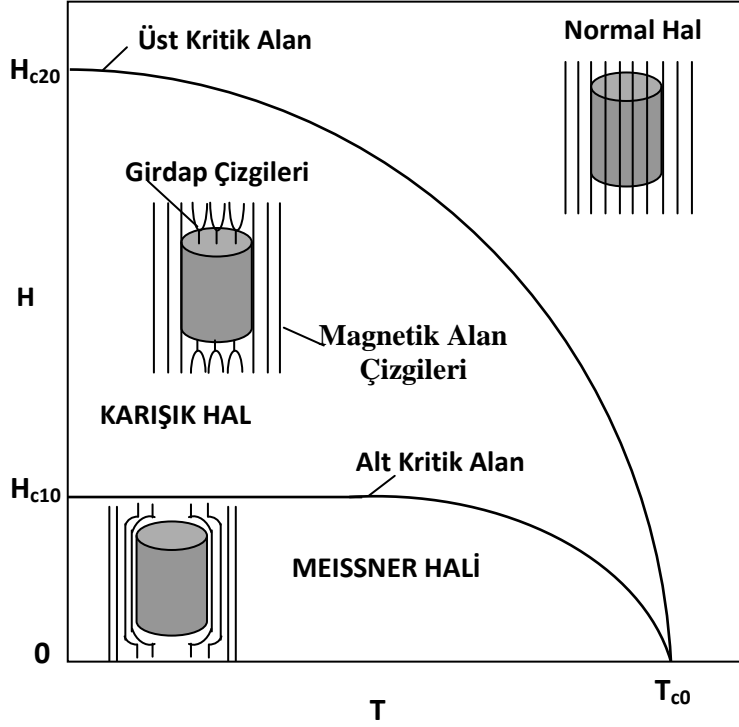
Ayrıca,  $H_{c1} < H < H_{c2}$  aralığında vorteks durumunda olduğunda dolaylı magnetik akı ( $\langle B \rangle \neq 0$ ) sıfırdan farklıdır. Bundan dolayı  $\langle B \rangle \leq \mu_0 H$  ifadesi kadar bir magnetik akı meydana gelir.

Şekil 1.6.(c)'de magnetik akı  $\langle B \rangle$ 'nin ve Şekil 1.6(d)'de ise magnetizasyon  $\langle M \rangle$ 'nin uygulanan magnetik alanla değişimlerini verilmektedir. Magnetik akı magnetik alana dik ve iki boyutta periyodik şekilde değişirken homojen olarak dağılım göstermez. Magnetik akı bu durumda iken  $\Phi = \frac{h}{2e}$  kadar bir değere sahip (fluxon) girdaplardan



meydana gelmiştir. Fakat ideal II. Tip süperiletkenlerde akı çizgileri numunenin kesiti üzerinde düzgün bir dağılım gösterir (Şekil 1.7’de görüldüğü gibi).

II. Tip süperiletkenler için, mükemmel diamagnetiklik yalnız düşük magnetik alana ( $H_{c1}$ ) kadar devam eder ve sonra magnetizasyon Şekil 1.6(c) ve (d)’deki gibi numuneye magnetik akı nüfuzu ile meydana gelir. Bu akı nüfuzu normal hal başlangıcı olan üst magnetik alana ( $H_{c2}$ ) kadar devam eder. Artık, karışık hal diye adlandırılan  $H_{c1}$  ve  $H_{c2}$  aralığında süperiletken kısmi diamanyetiklik özelliği gösterir. Bu halde girdaplar (“vortices”) formundaki süperiletkendeki magnetik akı quantize olduğundan dolayı, bu hal girdap hali (“vortex state”) olarak adlandırılır (Matsushita, 2007).



Şekil 1.7. II. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi

#### 1.4. BCS Teorisi

Bilindiği gibi normal bir metalin öz direncinin bir kısmı, serbest elektronlarla metal örgüdeki ısı olarak yerlerinden ayrılmış iyonlar arasındaki çarpışmalardan bir kısmı da safsızlıklar ve diğer kusurlardan kaynaklanır. Sıcaklık arttıkça atomların titreşimi artacağından dolayı elektronların çarpışarak ilerleme olasılığı artacak ve neticede direnç artacaktır. Süperiletkenlerde dirençsiz elektrik akımının olması BCS teorisi ile

açıklanabilmektedir. Süperiletkenlerin değişik özelliklerinin anlaşılmasında başarılı olan bu mikroskobik teori 1957 de John Bardeen, Leon Cooper ve John Schrieffer tarafından ortaya atılmıştır. 1950'de örgü titreşimlerinin süperiletkenlikte etkin rol oynadığı ve elektron fonon etkileşmesinin süperiletkenliğe neden olabileceği düşüncesi 1957 yılında kurulan BCS teorisinin temelini oluşturmuştur.

BCS teorisinin ana teması, aralarında bir tür çekici etkileşme bulunan iki elektronun Cooper çiftleri olarak bilinen bağlı durumlar oluşturmasıdır. Bu Cooper çiftleri eşit fakat zıt momentum ve spine sahip iki elektrondan oluşmaktadır. Elektronlar zıt momentum ve spine sahip oldukları zaman bağlanma enerjileri en büyük değerini almaktadır. Elektronlar arasındaki bu çekim etkileşmesi, taban durumu (süperiletken) üst (normal) durumdan ayıran bir enerji aralığı oluşturur. Bu enerji aralığı fermi enerji düzeyine yerleşmiştir. Leon Cooper, örgü titreşimlerinin doğrudan bütün elektronları birleştirmekten sorumlu olduğunu farkına varmıştır. Bu titreşimler, elektronların bir takım halinde çiftlenmesini sağlamakta ve bunların kristal örgü içerisindeki engellerle karşılaşmadan aralarından geçmesini sağlamaktadır. Elektronlar arasındaki etkileşmede elektronların benzer yüke sahip olmalarından dolayı birbirlerini itmeleri gerekmesine karşın elektronların birbirini çekmesi oldukça ilgi çekici gelebilir. BCS teorisine göre bu örgü ile elektronlar arasındaki etkileşim şu şekilde açıklanabilir; süperiletken örgü içerisindeki pozitif yüklenmiş bir bölgeden negatif yüklü bir elektron geçtiğinde örgüyü uyarlır ve pozitif yüklerin hareketi ile örgüde bir büzülme meydana gelir. Bu da o bölgedeki pozitif yük konsantrasyonunun az bir miktarda artması sonucunu doğurur. Pozitif yüklerin bu hareketi örgüde momentum taşıyan bir dalga gibi yayılacaktır, yani elektron fonon salmaktadır. Elektron bu bölgeden çıkmadan ve örgü eski pozisyonuna dönmeden önce bu bölgede bulunan ikinci bir elektron bu fononu yutarak birinci elektronu takip eder, öndeki elektronun ikinci elektronu itmesi beklentisine rağmen elektronlar arasındaki bir miktar momentum değiş tokuşu ile birbirlerini çekmeleri sağlanmış olur.

Sonuç olarak BCS Teorisine göre, elektronlar arasında Coulomb ve fonon indüklemeli etkileşimler sonucu oluşan net etkileşim çekimsel olduğunda metaller süperiletken davranış gösterirler. Öyleyse süperiletkenliğin oluşumu için elektronların Cooper çiftleri oluşturmaları gerekmektedir (Serway, 1996).

### 1.5. Kritik Hal ve Bean Modeli

Kritik durum veya kritik hal nedir nasıl oluşur? Denge durumunda, çivilemeye sahip olmayan malzemenin iç bölgesindeki bir akı çizgisine, komşuları tarafından tüm yönlerde eşit itildiği için hiçbir net kuvvet etki etmez. Burada “iç” den kasıt, yüzeyden nüfuz derinliği dışındaki tüm hacimdir. Dış magnetik alan artırıldığında, yeni akı çizgileri yüzeyde çekirdeklenir ve yeni düzgün denge dağılımına ulaşıncaya kadar malzemeye nüfuz eder. Dış magnetik alan azaltıldığında, tutucu magnetik basınç azalır, akı çizgileri denge kuruluncaya kadar numuneden dışarı hareket ederler.

Yukarıda anlatılan çivileme etkisini açıklamak için, birkaç özel duruma odaklanmak fayda vardır. İlk olarak,  $H_a=0$  iken  $T_c$ 'nin altındaki T sıcaklığına soğutulmuş “virgin” yani hiç girdap içermeyen bir numuneye, yani alansız soğutma (ZFC) işleminden sonra, bir  $H_a$  alanının sıfırdan başlayarak uygulandığı düşünülün.  $H_a$ ,  $H_{c1}$ 'i aştığında, akı çizgileri çekirdeklenmeye başlar ve numuneye nüfuz eder. Eğer numune çivileme merkezlerine sahip değil (ideal) ise bu akı çizgileri numune kesiti boyunca düzgün şekilde dağılır. Ancak çivileme kuvvetleri akı çizgilerinin nüfuzuna ve hareketine karşı koyacaktır. Bu yüzden, akı çizgilerinin dağılımı düzgün olmaz ve akı yoğunluğu profilinde kritik bir meyil (gradyent) oluşturulur.

Tekdüze (düzgün) olmayan bir konfigürasyonda, tek bir akı çizgisi üzerine (veya akı çizgisi tabakasına) etki eden kuvvetleri incelemek öğretici olur. Akı çizgilerinin karşılıklı itmelerinden ötürü, her akı çizgisi arkasındaki akı çizgisinden dolayı içeri doğru (ileri) bir itmeye ve önündeki akı çizgisinden dolayı dışarı doğru (geriye) bir itmeye maruz kalır. Ancak akı çizgilerinin yoğunluğu ilerleme yolu boyunca değişirse, yani bir akı çizgisi yoğunluğu gradyenti  $dB/dx$  oluşursa, net bir kuvvet ortaya çıkacaktır. Yer değiştirme eşiğindeki sabit bir akı çizgisi üzerine etki eden net (itici) kuvvet, çivileme merkezlerinden kaynaklanan  $F_p(B)$  maksimum çivileme kuvvet yoğunluğu ile dengelenir. Akı çizgisi yoğunluğunda küçük bir artış olması için, çivileme engellerinin aşılması gerekir. Bu yüzden  $dB/dx$ , bir kritik halde mevcut olmalıdır.

Magnetik akı yoğunluğu profili ve ona eşlik eden indüklenmiş kalıcı akımların deseninin kritik bir halde olduğu bir konfigürasyon ortaya çıkar. Buradan, Maxwell-Ampere denklemi

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c \quad (1.7)$$

olur ve  $\vec{B}$  'nin y-z düzlemi boyunca yönlendiği düzlemsel geometri için

$$\frac{dB}{dx} = \pm \mu_0 J_c \quad (1.8)$$

şekline indirgenir. İzotropik (her yönde aynı özelliği gösteren) malzemelerde, indüklenmiş elektrik alan  $\vec{E}$  ve kritik akım yoğunluğu  $\vec{J}_c$ , akı çizgisi yoğunluğu  $\vec{B}$  'ye diktir (ortogondur). Kritik akım yoğunluğu  $J_c$ , akı çizgilerini yerinden sökmek (depinning) için gerekli eşik kuvveti ile ilişkilidir ve Lorentz sürücü kuvveti,

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (1.9)$$

$\vec{F}_p$  çivileme kuvvet yoğunluğunu yendiğinde bu değere ulaşılır.

Buradan kritik hal

$$\vec{J}_c \times \vec{B} + \vec{F}_p = 0 \quad (1.10)$$

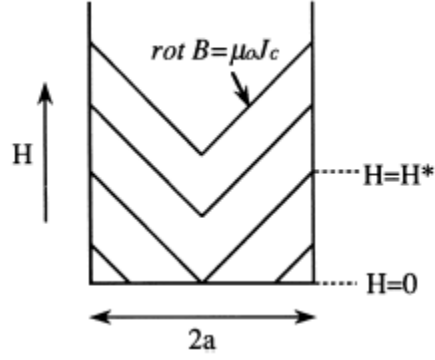
şeklinde yazılabilir.

$H_a$ ,  $H_{c1}$  'in üzerinde artmaya devam ettikçe, ilerleyen akı önü sonunda numunenin merkezine (bir dilim için orta düzlem veya bir silindir için eksen) ulaşır. Bu duruma karşılık gelen  $H_a$  ilk tam nüfuz alanı olarak adlandırılır ve  $H^*$  ile belirtilir.

Akı çizgilerini yerinden söken (depinning) kritik akımlar, akım yoğunluğu kritik değer  $J_c$  'yi aştığında  $\vec{E} \cdot \vec{J}$  oranında enerji kaybına yol açarlar. Dolanmaları, normal metallere olduğu gibi tamamen elektrik alanın yönü ile belirlenir. Normal metallere önemli fark, bu akımlar yoğunlukları  $J_c$  değerini aşmadıkça kayıpsız olmaları ve dolayısı ile kalıcı olmalarıdır (Çelebi ve LeBlanc, 2002).

Bean (1964) ve London (1963) tarafından ortaya konulan kritik hal modeli, II. tip süperiletkenlerin magnetik davranışının analizinde birçok araştırmacı tarafından kullanılmıştır. Bu basit modelde,  $J_c$  kritik akım yoğunluğu,  $B$  magnetik akı yoğunluğundan bağımsız varsayılır.

Şekil 1.8, 2a genişliğinde sonsuz dilim yüzeyine paralel bir alan uygulandığında numune içindeki akı yoğunluğu profilini göstermektedir.



Şekil 1.8. Yüzeye paralel magnetik alandaki  $2a$  kalınlığındaki ince dilimin içindeki akı yoğunluğu profili ( Shiohara ve Endo, 1995)

Manyetik alan artarken, manyetizasyon ;

$$M(H)^- = -J_c a/2 \quad (1.11)$$

Manyetik alan azalırken, manyetizasyon;

$$M(H)^+ = J_c a/2 \quad (1.12)$$

ile verilir.

Alanın artış ve azalış kolları arasında magnetizasyon farkı numune kalınlığı ve kritik akım yoğunluğu ile ilişkilidir.

Kritik akım yoğunluğu( $J_c$ );

$$\Delta M = M(H)^+ - M(H)^- = J_c a \quad (1.13)$$

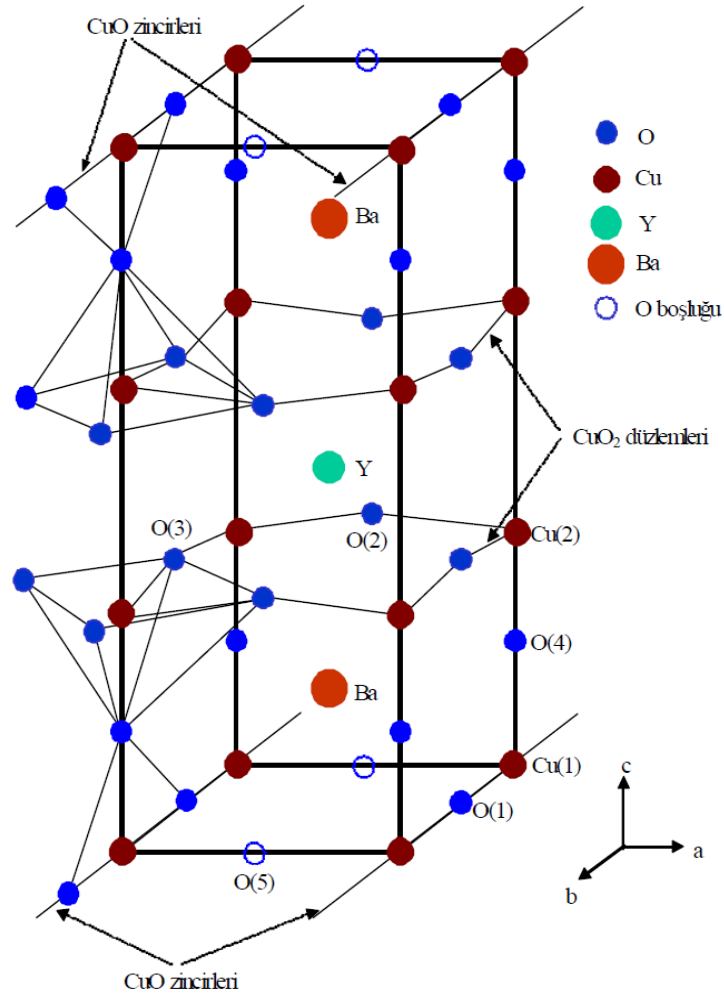
olarak ifade edilir.

Sonuç olarak, verilen alanda  $J_c$  değeri, histeresiz çevrimin genişliği ölçülerek hesaplanır (Shiohara ve Endo, 1995).

### 1.6. Y-Ba-Cu-O Süperiletkenlerinin Kristal Yapısı

Kritik sıcaklığı 90K civarında olan YBCO serileri, en iyi seramik süperiletkenleridir. YBCO bileşimini diğer süperiletkenlerden ayıran en önemli özelliklerden biri tek veya çift

Cu-O zincirlerine sahip olmasıdır. En popüler süperiletken material Y-123 bileşiği olarak adlandırılan,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  bileşiğidir. Oksijen kaybına duyarlı olan Cu-O zincirleri  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  bileşiğinde ortorombik-tetragonal faz geçisine neden olur. Ortorombik-tetragonal faz geçisi, sıcaklığa ve oksijenin kısmi basıncına bağlı olarak bir düzen-düzensizlik faz geçisidir. Diğer bir deyişle, Bir boyutlu Cu-O zincirlerindeki O(1) konumlarına oksijen atomları yerleşerek ortorombik (tamamı oksitlenmiş) durum meydana gelir. Yani x arttıkça, yani oksijen malzemedan ayrılırken normal olarak O(1) konumundan boş olan O(5) konumlarına oksijen geçerek düzensizlik meydana getirir. Ortorombik-tetragonal faz geçisi, oksijenin difüzyon kinetiği tarafından kontrol edilen bir işlemdir. Oksijenin miktarına bağlı olarak YBCO bileşiğinin yapısı hem ortorombik hem de tetragonal olabilir. Bu bileşikler, oksijen oranına göre çok hassasiyet gösterdiklerinden dolayı farklı oranlarda buldukları vakit farklı fiziksel ve yapısal özellikler göstermektedir. Bu farklı durumlar “y” değerine göre değişiklik gösterir.  $y=0$  için geçiş sıcaklığı 92K olan şekil 1.9. deki gibi ortorombik yapıdaki  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  bileşiği oluşmaktadır.  $y=1$ değeri için ise geçiş sıcaklığı yaklaşık olarak 60K olan tetragonal kristal yapıdaki  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  bileşiği oluşmaktadır.

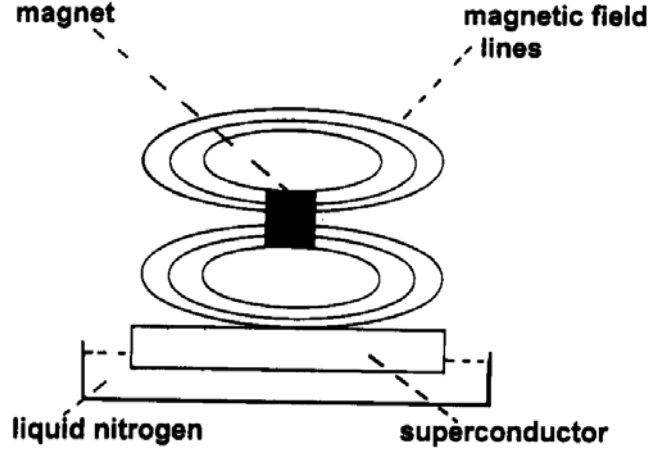


Şekil 1.9. Ortorombik yapıdaki  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  bileşiğinin birim hücresi.

### 1.7. Süperiletkenlerde Kaldırma Kuvveti

Meissner etkisinin büyüleyici görünümü levitasyon olarak adlandırılır. Süperiletkenin manyetik alanı dışarlaması gerçeği levitasyona sebep olur. Yani onun etrafında oluşan manyetik alan tarafından itilerek yukarıya kalkar. Mıknatısın alanı vasıtası ile akı değişimi süperiletkende bir akım indükler. İndüklenen akım, Lenz yasası gereği ayna görüntüsü oluşturacak şekilde manyetik momente sebep olur. Akının artması ile indüklenen akım kaldırma kuvvetine neden olurken, akının azalması ile indüklenen akım askıda tutma (suspension) kuvvetine neden olur. Bütün bu etkiler süperiletkenin geçiş sıcaklığının altındaki bir ortamda gerçekleşir. Örneğin geçiş sıcaklığı 92 K olan YBCO için sıvı azot sıcaklığı 77 K yeterli iken, geçiş sıcaklığı 39 K olan  $\text{MgB}_2$  için sıvı azot sıcaklığı yeterli değildir. Yüksek sıcaklık süperiletkenleri sıvı nitrojen sıcaklığına soğutulması gereklidir. Basit bir gösteri Şekil 1.10'daki gibidir. Süperiletken ince bir dilim

(slab) sıvı azot içine konularak geçiş sıcaklığının altına kadar soğutulur. Sonra boyutları diliminkinden daha küçük olan bir mıknatıs dilimin üzerine yerleştirilir. Süperiletken ile mıknatıs arasındaki karşılıklı itme levitasyonun gerçekleşmesine neden olur. (Owens ve Poole, 2002).



Şekil 1.10. Süperiletken haldeki numune üzerinde küçük bir mıknatısın levitasyon etkisi (Owens ve Poole, 2002).

### 1.8. Manyetik Gevşeme veya Akı Sürüklenmesi (FluxCreep)

Gerek manyetizasyon eğrilerinde gerekse manyetik kaldırma kuvveti histeresisizinde akı sürüklenmesi ölçüldüğü için, akı sürüklenmesi hakkında da kısaca bilgi vermekte yarar olacaktır. Akı çizgilerinin hareketi bunlara dik olarak etki eden Lorentz kuvvetinden kaynaklanmaktadır. Akı çizgileri herhangi bir dış akım yokken bile, akı çizgileri örgüsünün bozulmasına neden olan kusurlar tarafından sabitleştirilir veya çivilenir. Mutlak sıfır sıcaklığında akı çizgilerinin hareketi, Lorentz kuvvet yoğunluğu ortalama çivileme kuvvet yoğunluğunu aşarsa mümkündür. Eğer  $J_{dış} < J_c(0, B)$  ise  $J_{dış}$  akım yoğunluğu, bir güç kaybına neden olmaz.  $J_{dış} > J_c$  için akı çizgilerinin hareketi, bir elektrik alanının doğmasına ve bundan dolayı da sonlu bir  $V$  gerilimine neden olur. Bu durum akı akışı rejimidir. Bununla birlikte sonlu bir sıcaklıkta, çivileme enerji engellerini aşma olasılığı da mevcuttur. Bundan dolayı  $J_{dış} < J_c(T, B)$  için bile bir miktar hareket ve öz direnç olacaktır. Bu ısıl olarak uyarılmış akı sürüklenmesi olarak bilinir.

Akı sürüklenmesi çok iyi bilinmeyen değişik parametrelere bağlıdır. Fakat bu olayın nitel bir analizi basit bir yolla yapılabilir. Aslında çoğu durumlarda akı çizgileri demetinin



hareketi gözlenebilir. Bu bir yerden komşu başka bir yere ısı olarak uyarılmış bir atlamadır. En basit durumda bir akı çizgisi demetinin atlaması ile aşılacak  $U_0(T,B)$  aktivasyon (veya engel) serbest enerjisi uygun bir hacimle çarpılan bir bölgedeki akı çizgileri tarafından kazanılan yoğunlaşma enerji yoğunluğu ile belirlenir.

Mutlak sıfır sıcaklığında  $U_0(0,B)$  engeli veya aktivasyon serbest enerjisi,  $J_c(0,B)$  kritik akım yoğunluğu ile ilişkilidir.  $J_{dış}=J_c$  için Lorentz kuvvet yoğunluğu, çivileme kuvvet yoğunluğuna eşit olması gerektiğinden

$$U_0(0,B)=J_c(0,B)BV_c d \quad (1.14)$$

elde edilir. Burada  $d$ , akı demetinin (bundle) hareket ettiği mesafedir.

Geleneksel süperiletkenlerde tüm  $T \leq T_c$  sıcaklıkları için daima  $U_0(T,B) \gg kT$ 'dir.  $U_0/k$  yaklaşık olarak 100 ile 1000 K arasındadır ki bu aralıkta akı sürüklenmesi çok küçük bir olaydır (Cyrot ve Pavuna, 1992).

Akı sürüklenmesi teorisi, termal destek olmaksızın taşınabilen sıfır direnç kritik akım yoğunluğu  $J_c(0)$  ve gözlenen kritik akım yoğunluğu  $J_c(T)$  parametrelerini tanıtır. Bu iki akım arasındaki ilişki, çivileme etkileşmesinden kaynaklanan  $U_0$  yüksekliğindeki bir potansiyel kuyusundaki girdabın salınımını  $v$  frekansı ile tanımlayarak ve uygulanan akım altında etkin kuyu derinliğini modelleyerek  $U_0(1-J/J_c(0))$  şeklinde elde edilir. Girdapların difüzyonunun,  $U(J)$  çivileme engeli üzerinden termal destek ile kaynaklandığı bulunur. I-V karakteristiği üsteldir:

$$E = Bvd \exp \left[ - \frac{U_0}{kT} \left( 1 - \frac{J}{J_c(0)} \right) \right]. \quad (1.15)$$

Burada  $E$  oluşan elektrik alan,  $B$  numunedeki manyetik indüksiyon ve  $d$  çivileme merkezleri arasındaki mesafedir.

Bir deneyde belirlenen kritik akım yoğunluğu, ölçülebilen en küçük elektrik alanına ( $E_c$ ) bağlı olacaktır:

$$J_c(T) = J_c(0) \left[ 1 - \frac{kT}{U_0} \ln \left( \frac{Bdv}{E_c} \right) \right]. \quad (1.16)$$

Bu son eşitlik,  $J_c(T)$ 'nin sıcaklıkla doğrusal olarak azaldığını göstermektedir. Üstel I-V ilişkisinin diğer sonucu, sabit bir dış alanda numunede tuzaklanan akı, t zamanıyla logaritmik olarak azalacaktır. Uzun periyotlar için, zamana bağlı kritik akım yoğunluğu,

$$J_c(t) = J_c(0) \left[ 1 - \frac{kT}{U_0} \ln t \right] \quad (1.17)$$

ile verilir (Seeber, 1998).

## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

### 2.1. Numunelerin Hazırlanması

#### 2.1.1. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Süperiletken Numunesinin Tartılması ve Kalsinasyon İşlemi

$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  süperiletken numunenin üretimi için toz halindeki  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$  ve  $CuO$  bileşikleri kullanılarak, aşağıdaki kimyasal tepkime denklemi ile stokiometrik oranlarda hesaplandı ve  $10^{-4}$  g hassasiyeti olan Sartorius marka elektronik terazi kullanılarak tartıldı.

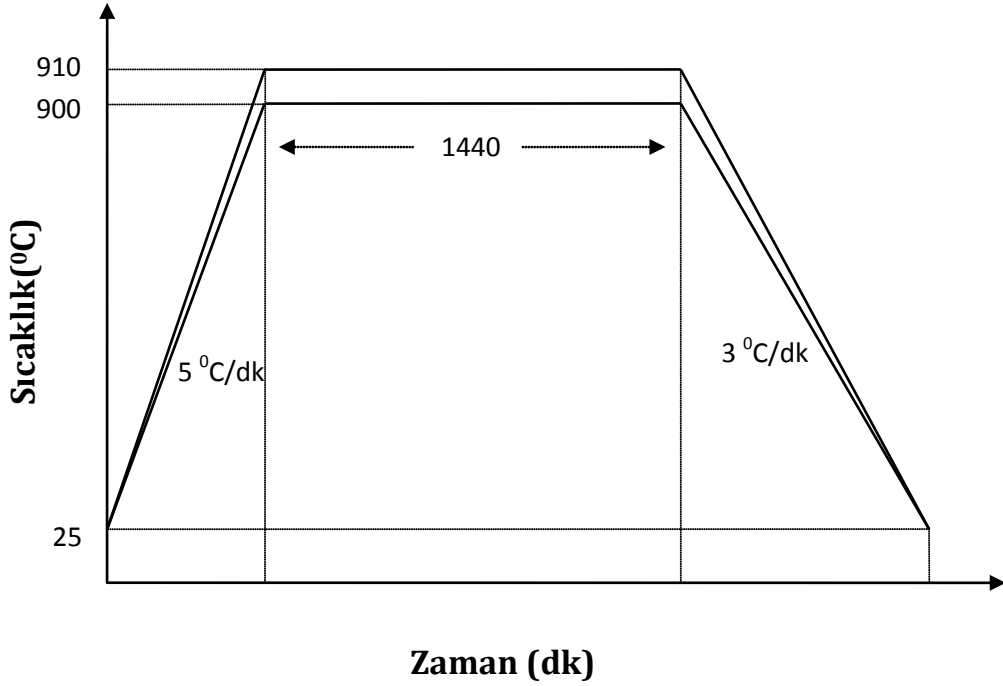


15 gramlık numune üretimi için gerekli olan toz oksit bileşiklerin saflık dereceleri, molekül ağırlıkları ve miktarları aşağıdaki Tablo 2.1’de verilmektedir.

Tablo 2.1  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  süperiletken numunesinin üretiminde kullanılan tozlar bileşikler ve miktarları

Tozun Adı	Sembolü	Saflık Derecesi (%)	Molekül Ağırlığı (g/mol.)	Bileşik Miktarı (g)
İtriyum Oksit	$Y_2O_3$	99	225,81	2,2694
Baryum Karbonat	$BaCO_3$	99	197,35	7,9336
Bakır Oksit	$CuO$	99	79,54	4,7970

Tartılan tozlar akik taşından yapılmış olan agad havanında homojen oluncaya kadar (yaklaşık 2 saat) elde karıştırıldı. Karışım alümina ( $Al_2O_3$ ) pota içerisine konarak ana fazı meydana getirecek ikili ve üçlü fazların oluştuğu kalsinasyon (karışımın termokimyasal işlemi oluşturan ilk reaksiyon) işlemine hazır hale getirildi. Başlangıçta oda sıcaklığında olan numune kalsinasyon işlemi için Euroterm 808 kontrol işlemcili Lenton markalı kare fırın içerisine yerleştirildi. Kare fırının sıcaklık - zaman programı Şekil 2.2’deki gibi yapıldı.

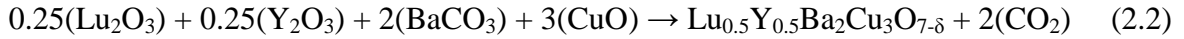


Şekil 2.1. YBCO ve Lu katkılı YBCO toz karışımlarının kalsinasyon işlemi

Fırın oda sıcaklığından ortalama 5 °C/dk hız ile 900 °C'ye kadar çıkarıldı. Bu sıcaklık değerinde 12 saat bekletildikten sonra 3 °C/dk hız ile yine oda sıcaklığına kadar düşmeye bırakıldı. I. kalsinasyon sonrası fırından çıkarılan numune yaklaşık 1-1.5 saat agad'ta homojen oluncaya kadar tekrar öğütüldü. Numune daha iyi kalsine edilmesi için tekrar toz haline getirilen numune alümina potaya döküldü ve ikinci kez kalsinasyon işlemi için yine oda sıcaklığındaki kare fırına yerleştirildi. Fırın ortalama 5 °C/dk hız ile 2. kalsinasyon farklı olması açısından 910°C'ye kadar çıkarıldı. Bu sıcaklık değerinde 12 saat bekletildikten sonra 3°C/dk hız ile tekrar oda sıcaklığına kadar düşmeye bırakıldı. II. kalsinasyon sonrası fırından çıkarılan numune yaklaşık 1-1.5 saat agad'ta öğütüldü ve homojen hale getirildi.

### 2.1.2. $\text{Lu}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Süperiletken Numunesinin Tartılması ve Kalsinasyon İşlemi

$\text{Lu}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  süperiletken numunesinin üretimi için toz halindeki  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{BaCO}_3$  ve  $\text{CuO}$  bileşiklerinden farklı olarak  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  bileşiği kullanıldı ve aşağıdaki kimyasal tepkime denklemi ile stokiometrik oranlarda hesaplanarak tekrar  $10^{-4}$  g hassasiyetli Sartorius marka elektronik terazi kullanılarak tartıldı.



15 gramlık numune üretimi için gerekli olan toz oksit bileşiklerin saflık dereceleri, molekül ağırlıkları ve miktarları aşağıdaki Tablo 2.2' de verilmektedir.

Tablo 2.2.  $\text{Lu}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  süperiletken numunesinin üretiminde kullanılan tozlar bileşikler ve miktarları

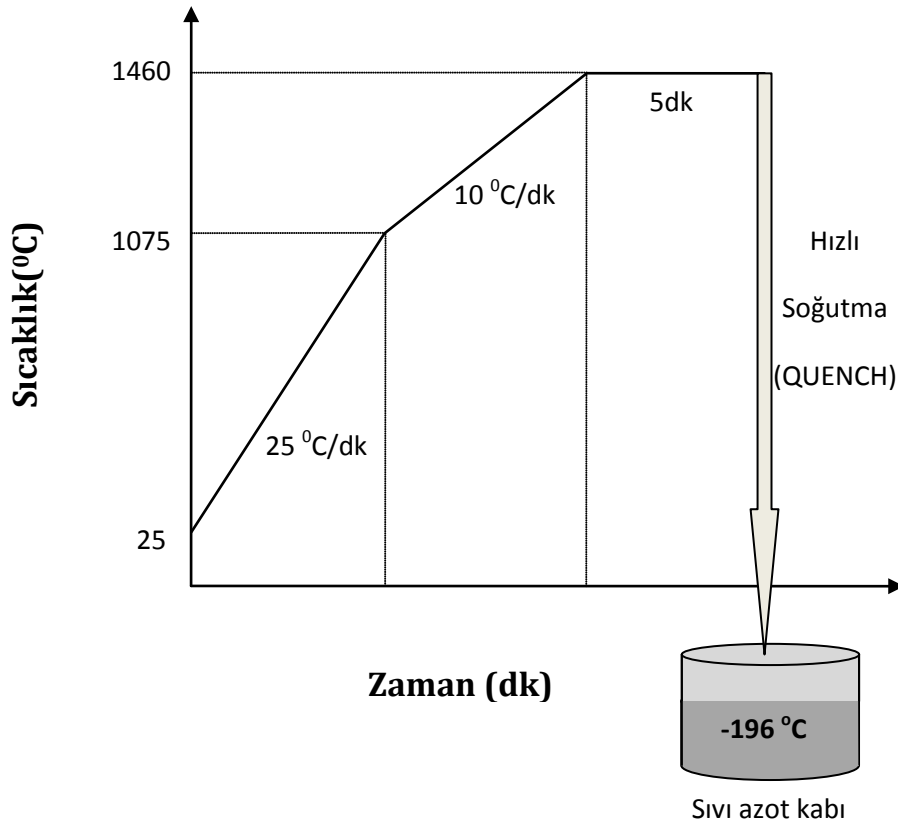
Tozun Adı	Sembolü	Saflık Derecesi (%)	Molekül Ağırlığı (g/mol.)	Bileşik Miktarı (g)
Lutesyum Oksit	$\text{Lu}_2\text{O}_3$	99.9	397,93	1,8907
Itriyum Oksit	$\text{Y}_2\text{O}_3$	99	225,81	1,0729
Baryum Karbonat	$\text{BaCO}_3$	99	197,35	7,5014
Bakır Oksit	$\text{CuO}$	99	79,54	4,5350

Tartılan tozlar homojen oluncaya kadar agad havanında karıştırıldı. Homojen halde bulunan karışım yine saf YBCO için geçerli olan aşamalar Lu katkılı karışımımız için de takip edildi. Alümina potaya konulan karışım fırına I. kalsinasyon işlemi için aynı kare fırına konuldu ve fırın ayarı da Şekil 2.1' deki gibi yapıldı. Fırın oda sıcaklığından ortalama  $5^\circ\text{C}/\text{dk}$  hız ile  $900^\circ\text{C}$ 'ye kadar çıkartılıp bu sıcaklık değerinde 24 saat bekletildikten sonra  $3^\circ\text{C}/\text{dk}$  hız ile tekrar oda sıcaklığına kadar düşürüldü. Ve agad'ta elle öğütüldükten sonra II. kalsinasyon işlemi için de tekrar kare fırına konularak fırın ayarı I. Kalsinasyon ayarına benzer şekilde yapıldı. Fırın oda sıcaklığından ortalama  $5^\circ\text{C}/\text{dk}$  hız ile  $910^\circ\text{C}$ 'ye kadar çıkartılıp değerinde 24 saat bekletildikten sonra  $3^\circ\text{C}/\text{dk}$  hız ile tekrar oda sıcaklığına kadar düşmeye bırakıldı. II. kalsinasyon sonrası fırından çıkarılan numune yaklaşık 1-1.5 saat agad'ta öğütüldü ve homojen hale getirildi.

### 2.1.3. Eritme-Toz-Eritme-Büyütme (MPMG) Yöntemi

Ara öğütme yapılarak I.ve II. kalsinasyon işlemlerinden sonra hem YBCO hem de LuYBCO bileşiklerinden oluşan ayrı ayrı homojen tozlar MPMG yöntemi için Lenton Euroterm 808 kontrol işlemcili kare fırın kullanıldı.

Numuneler fırına ayrı ayrı ve sırayla konuldu ve fırın ayarı da Şekil 2.2' deki diagram'a uygun olarak yapıldı. Yani fırın oda sıcaklığından  $25\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{dk}$  hız ile  $1075\text{ }^{\circ}\text{C}$ ' ye ve bu sıcaklık değerinden de  $10\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{dk}$  hız ile de  $1460\text{ }^{\circ}\text{C}$ ' ye kadar çıkartıldı ve bu sıcaklık değerinde 5dk bekletildi. Daha sonra fırın kapağı açılarak maşa yardımı ile eldiven kullanılarak eriyik haldeki numune  $77\text{ K}$  ( $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) sıcaklıktaki sıvı azot içerisine dökülerek hızlı bir şekilde soğutuldu. İşte bu hızlı soğutma işlemi quench işlemi olarak adlandırılmaktadır.



Şekil 2.2. YBCO ve Lu katkılı YBCO numuneleri için hızlı soğutma diyagramı

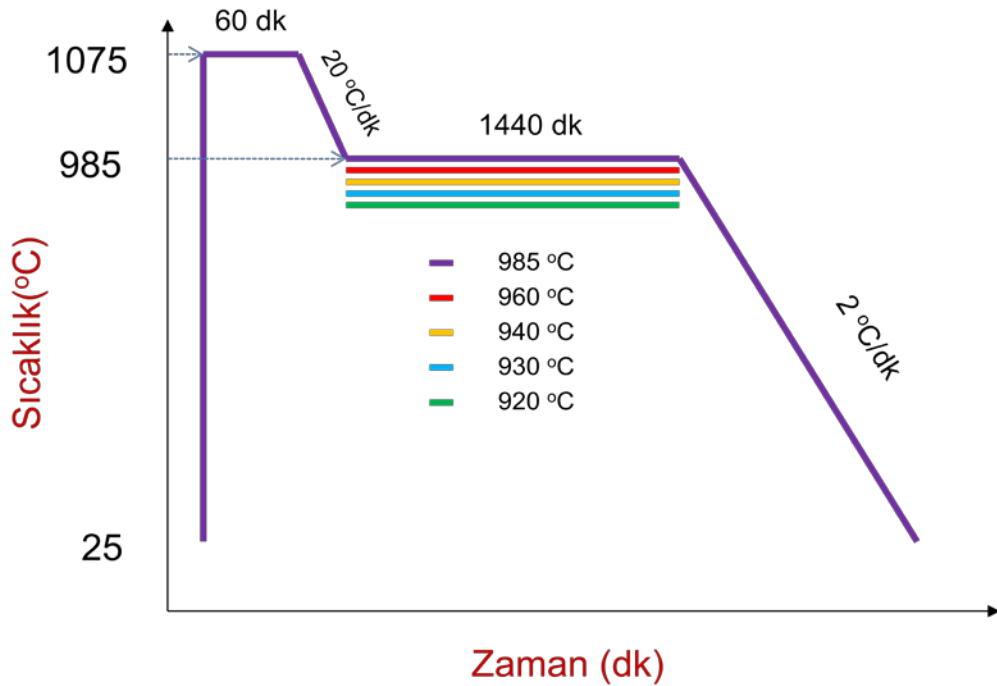
Quench işlemi sonucunda katılaştıran numunede yaklaşık olarak yarı yarıya kayıp meydana geldi. Numune yaklaşık 1-1.5 saat agad havasında elle kabaca öğütüldü ve sonra

bilyeli değirmen ve  $ZrO_2$ 'den yapılmış öğütme kabına konularak 2 saat süresince iyice öğütülerek toz haline getirildi. Oluşturulan YBCO ve Lu katkılı YBCO toz karışımlarından ayrı ayrı 2.5 gram tartılarak 4 ton basınç altında preslenerek silindirik tabletler haline getirildi.

#### 2.1.4. Üretilen Numunelerin Sinterlenmesi ve Oksijen Verme İşlemi

Tabletler sinterleme işlemi için alümina plaka üstünde Lenton Euroterm 818 kontrol işlemcili tüp fırına konuldu.

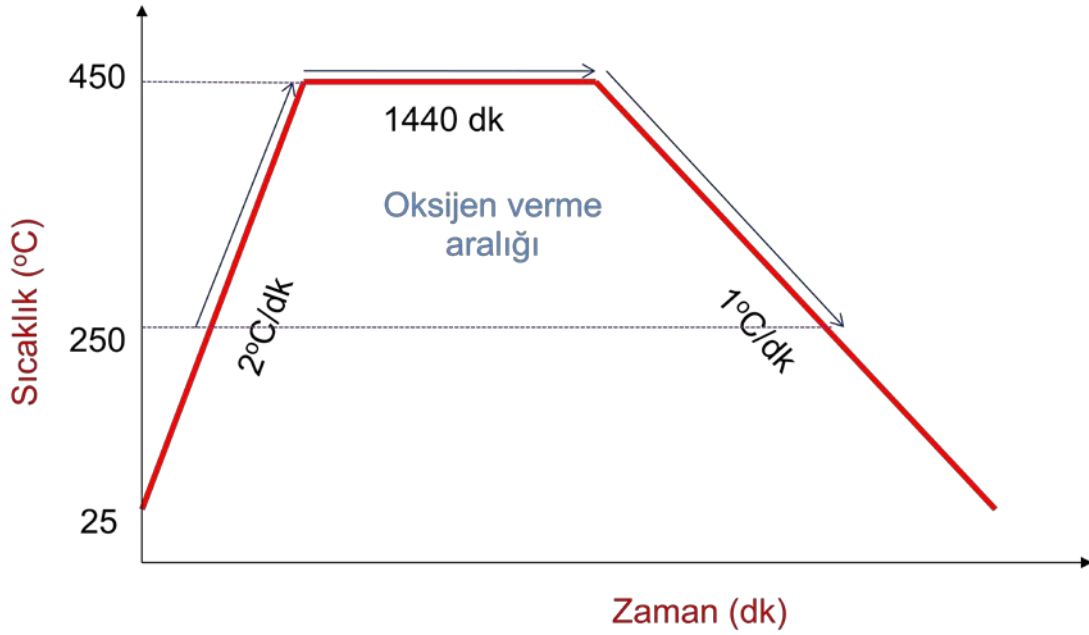
Hazırlanan tabletler Şekil 2.3' de gösterildiği gibi sinterleme işlemine tabi tutuldu. Numuneler oda sıcaklığından  $1075\text{ }^\circ\text{C}$ 'de 60 dk bekletildikten sonra  $20\text{ }^\circ\text{C}/\text{dk}$  hız ile  $920\text{ }^\circ\text{C}$  –  $930\text{ }^\circ\text{C}$  –  $940\text{ }^\circ\text{C}$  –  $960\text{ }^\circ\text{C}$  –  $985\text{ }^\circ\text{C}$  sıcaklık değerlerine kadar soğutulduktan sonra bu büyüme sıcaklıklarında 1440 dk bekletildikten sonra  $2\text{ }^\circ\text{C}/\text{dk}$  hız ile oda sıcaklığına kadar soğutuldu.



Şekil 2.3. MPMG yöntemi ile hazırlanan tüm numunelerin sinterleme diyagramı

YBCO ve Lu katkılı YBCO bileşiklerinden oluşturulan tüm numuneler bu sinterleme işlemine tabi tutulup şekil 2.4' deki diyagrama uygun bir şekilde oksijen verme işlemi

gerçekleştirildi. Tüm numunelerde 250 °C’de oksijen verme işlemine başlayarak 2 °C/dk hız ile 450 °C’ye çıkartıldıktan sonra bu sıcaklık değerinde ise 1440 dk bekletildikten sonra 1 °C/dk hız ile oda sıcaklığına kadar soğutulmaya bırakıldı. Soğutulma işleminde yine 250 °C’ye kadar oksijen verme işlemine devam edildi.



Şekil 2.4. Tüm numuneler için oksijen verme diyagramı

YBCO ve Lu katkılı YBCO süperiletkenlerin sinterleme veya büyüme sıcaklığına göre isimlendirilmesi bir sonraki bölümde verilecektir.

## 2.2. Yapılan Analizler

### 2.2.1. Differansiyel Termal Analiz (DTA)

Numunelerin katıhal faz geçişini belirlemek için DTA cihazı kullanıldı. Bir Pt-PtO<sub>3</sub> termoçift ile birbirine bağlanan iki küçük potalardan birine faz geçişini araştırdığımız numuneden 2 gr’lık az bir miktar diğerine ise erime sıcaklığı 2030°C olan Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> tozu referans tozu olarak yerleştirildi. Fırın oda sıcaklığından 5°C/dak. hızla 1100°C sıcaklığa kadar ısıtıldı. Numune ile referans tozun sıcaklıkları farkı  $\Delta T$  voltaj cinsinden ölçülerek sıcaklık fonksiyonu çizildi.



### 2.2.2. X-Işınları Kırınımı Ölçümleri (XRD)

Üretilen numunelerin x-ışınları kırınım desenleri Rigaku D/Max-IIIC difraktometresinde dalga boyu ( $\lambda$ ) 1.5418Å olan  $\text{CuK}_\alpha$  ışını kullanılarak ölçüldü. Ölçümler oda sıcaklığında, atmosfer basıncı altında,  $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$  aralığında, 3°/dak.'lik tarama hızıyla, 0,02° örnekleme aralığında ve bakır hedefe 40 kV gerilim ve 30 mA'lık akım uygulanarak yapıldı.

### 2.2.3. Kaldırma Kuvveti Ölçümleri

Üretilen numunelerin manyetik kaldırma kuvveti ölçümleri FC ve ZFC denilen alanlı ve alansız soğutmalarda yapıldı. Soğutma için numunelerin üst kısımları sıvı azot kabının tabanına temas edecek biçimde ayarlandı ve sıvı azot ilavesi yapıldı. Daha sonra numune, terazinin üzerine konulan mıknatısa 50 mm mesafeye gelince düzenek çalıştırıldı. Sabit hız ile ilerleyen mıknatıs numuneye 3 mm aralığına kadar yaklaştırıldı ve sonra zıt istikamette yine sabit hız ile uzaklaştırıldı. Aynı zamanda bu yaklaştırılma ve uzaklaştırılma esnasında bilgisayar ortamında veriler kaydedildi.

### 2.2.4. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri

Şekil 2.5'te gösterilen "Quantum Design PPMS" (Fiziksel Özellikler Ölçüm Sistemi) kullanarak manyetizasyon ölçümleri gerçekleştirildi. Bu deney sisteminde istenen modül değiştirilerek çeşitli ölçüm sistemlerine dönüştürülebilmektedir. Bu modüllerden biri olan ve manyetizasyon ölçümlerinde kullanılan modül ise VSM'dir (Titreşen Örnek Manyetometresi). Bu ölçüm sisteminde, manyetik alan akım kaynağı, sıvı azot ceketli helyum tankı ve tüm bu bileşenleri hassas bir biçimde kontrol edebilen Quantum Design Model 6000 ana kontrolcüsü mevcuttur. Bilgisayar ortamında kontrol edilebilen ve data alınabilen ana kontrolcü, sıcaklık kontrolcüsü (1,9 K – 400 K) ve manyetik alan kontrolcüsü ( $\pm 7$  T) olmak üzere iki bileşen içermektedir.

Numunelerin manyetizasyon ölçümleri, 10K, 20K ve 77K sabit sıcaklıklarda yapıldı. Yaklaşık olarak  $2.4 \times 2.4 \times 2$  mm<sup>3</sup> boyutlarında numunelerin c eksenine paralel olarak  $\pm 4$ T aralığındaki değerlerde manyetik alanlar uygulandı.



Şekil 2.5. Quantum Design PPMS (Fiziksel Özellik Ölçüm Sistemi)

### 3. BULGULAR VE TARTIŞMALAR

#### 3.1. Giriş

Öncelikle üzerinde çalışma yapılan süperiletken numuneleri tanımlamakta yarar vardır. MPMG yöntemiyle ve farklı büyüme sıcaklıklarında yani 920 °C, 930 °C, 940 °C, 960 °C, 985 °C üretilen  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  numuneleri için sırasıyla A, B, C, D, E harfleri kullanıldı. Tablo 3.1’de görüldüğü gibi katkısız ve Lu katkılı numuneleri ayırt etmek için sırasıyla 1 ve 2 rakamları kullanıldı.

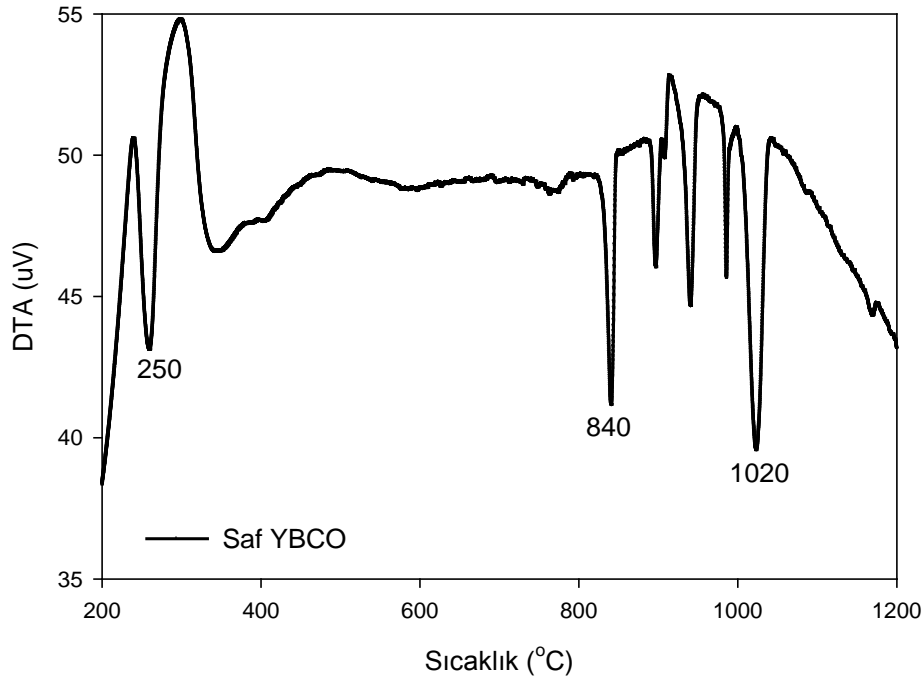
Tablo 3.1.  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  süperiletken numunelerinin adlandırılması

BÜYÜME SICAKLIKLARI (°C)		920	930	940	960	985	
NUMUNE	KATKI ORANLARI	x=0	A1	B1	C1	D1	E1
		x=0.5	A2	B2	C2	-	-

#### 3.2. Diferansiyel Termal Analiz (DTA)

A1, A2, B1, B2, C1, C2 numuneleri üretilirken DTA cihazı çalışır durumda değildi. Bu yüzden büyüme sıcaklıkları literatürle uyumlu olacak şekilde 920 °C, 930 °C, 940 °C olarak seçildi. D1 ve E1 numuneleri üretilirken DTA cihazı çalışır durumda olduğundan dolayı büyüme sıcaklıkları, DTA ölçümünden sonra belirlendi.

Şekil 3.1 Eritme-Hızlı Soğutma işleminden sonra alınan DTA verilerini göstermektedir. Gözlenen 6 tane endotermik piklerden ilk pik, oksitlenme piki olarak adlandırılıp 250 °C civarında oluşmuştur. Diğerleri ise 800-1000 °C arasında ısıl işleme bağlı olarak farklı pikleri temsil etmektedir. Bunlar ikili ve üçlü fazlara sahip piklerdir. Saf YBCO toz numunesi 1020 °C’ de erime işlevine başlayacağı anlaşılmaktadır. Literatürdeki çalışmalar YBCO’nun erime sıcaklığı 1000 °C civarında olduğunu desteklemektedir (Murakami vd., 1991; Yanmaz vd., 1993; Chow vd., 1998). Sıvı fazlar ve Y211 içinde Y123’nin parçalı olmasından dolayı YBCO numunesi 1020 °C’de belirgin bir endotermik pik gösterir (Oka vd., 1991).



Şekil 3.1. Eritme-hızlı soğutma sonrası  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  tozu için DTA sonucu.

### 3.3. X- Işını Kırınım (XRD) Analizi

Hazırlanan  $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  A1, C1, D1, E1, A2 ve C2 numunelerinin  $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$  aralığında X-ışını kırınım desenleri şekil 3.2’de gösterilmektedir. Buna göre katkısız olan tüm numunelerde oluşan karakteristik piklerin açıları  $2\theta=27.9^\circ, 40.4^\circ, 46.7^\circ, 47.6^\circ, 58.3^\circ, 58.8^\circ$ ’ye karşılık gelmektedir. Bununla birlikte katkılı olan A2 ve C2 numunelerin karakteristik piklerine karşılık gelenler ise  $2\theta=30.7^\circ, 32.5^\circ, 32.8^\circ, 38.7^\circ, 40.4^\circ, 58.2^\circ, 58.3^\circ, 58.8^\circ$  karşımıza çıkmaktadır. Katkılı ve katkısız numunelerde meydana çıkan ortak karakteristik pikler ise  $2\theta=40.4^\circ, 58.3^\circ, 58.8^\circ$  açılarına karşılık gelmektedir. A1 ve katkılı olan A2 numunelerinde  $2\theta=28.4^\circ, 30.0^\circ, 32.6^\circ, 32.8^\circ, 33.7^\circ, 40.4^\circ, 46.7^\circ, 58.2^\circ, 58.3^\circ, 58.9^\circ$  açılarında Y123 pikleri görülmektedir. A1 numunesinde Y123 pikleri farklı olarak  $2\theta=22.9^\circ, 24.0^\circ, 32.8^\circ, 38.6^\circ, 47.6^\circ$  açılarında göze çarpmasına rağmen A2 numunesinde ise Y123 pikleri farklı olarak  $2\theta=23.7^\circ, 35.4^\circ, 38.7^\circ, 53.3^\circ$  açılarında görülmektedir. Her iki numunede safsızlık piklerinin bulunduğu belirlenmiştir. Aynı zamanda her iki numunede  $2\theta=32.8^\circ$ ’deki pik, en belirgin pik olarak göze çarpmaktadır. Fakat katkısız numunedeki şiddet değeri 340 cps civarında iken katkılı numunedeki ise 190 cps civarında seyrettiği görülmektedir. Ayrıca ikinci ve üçüncü pikler ise sırasıyla  $2\theta=32.6^\circ$  ve  $58.2^\circ$ ’lik

açılarında en belirgin pikler olarak ortaya çıkmıştır. Katkısız tüm numunelerde ortak karakteristik pik olarak  $2\theta=32.9^\circ$ ,  $40.5^\circ$ ,  $47.7^\circ$ ,  $58.3^\circ$  açılardaki pikler görülmektedir. Maksimum şiddete sahip olan pikler ise C1, D1, E1 numuneleri için sırasıyla  $2\theta=32.9^\circ$ ,  $32.9^\circ$ ,  $33.3^\circ$  açılarında 500 cps, 220 cps, 130 cps değerinde görülmüştür. Yine bu üç numunede de safsızlık piklerinin mevcut olduğu belirlenmiştir. Katkılı tüm numunelerde karakteristik pik olarak  $2\theta=30.6^\circ$  ve  $2\theta=58.2^\circ$  de ortaya çıkmıştır.

Elde edilen kırınım desenlerindeki ilgili düzlemlerin (hkl) Miller indisleri ve düzlemler arası mesafe (d) kullanılarak örgü parametreleri (a, b, c) ve bunlar ile birim hücre hacmi V hesaplandı. Örgü parametresi hesaplamalarında en küçük kareler metodu kullanılarak geliştirilen bilgisayar programından faydalanıldı.

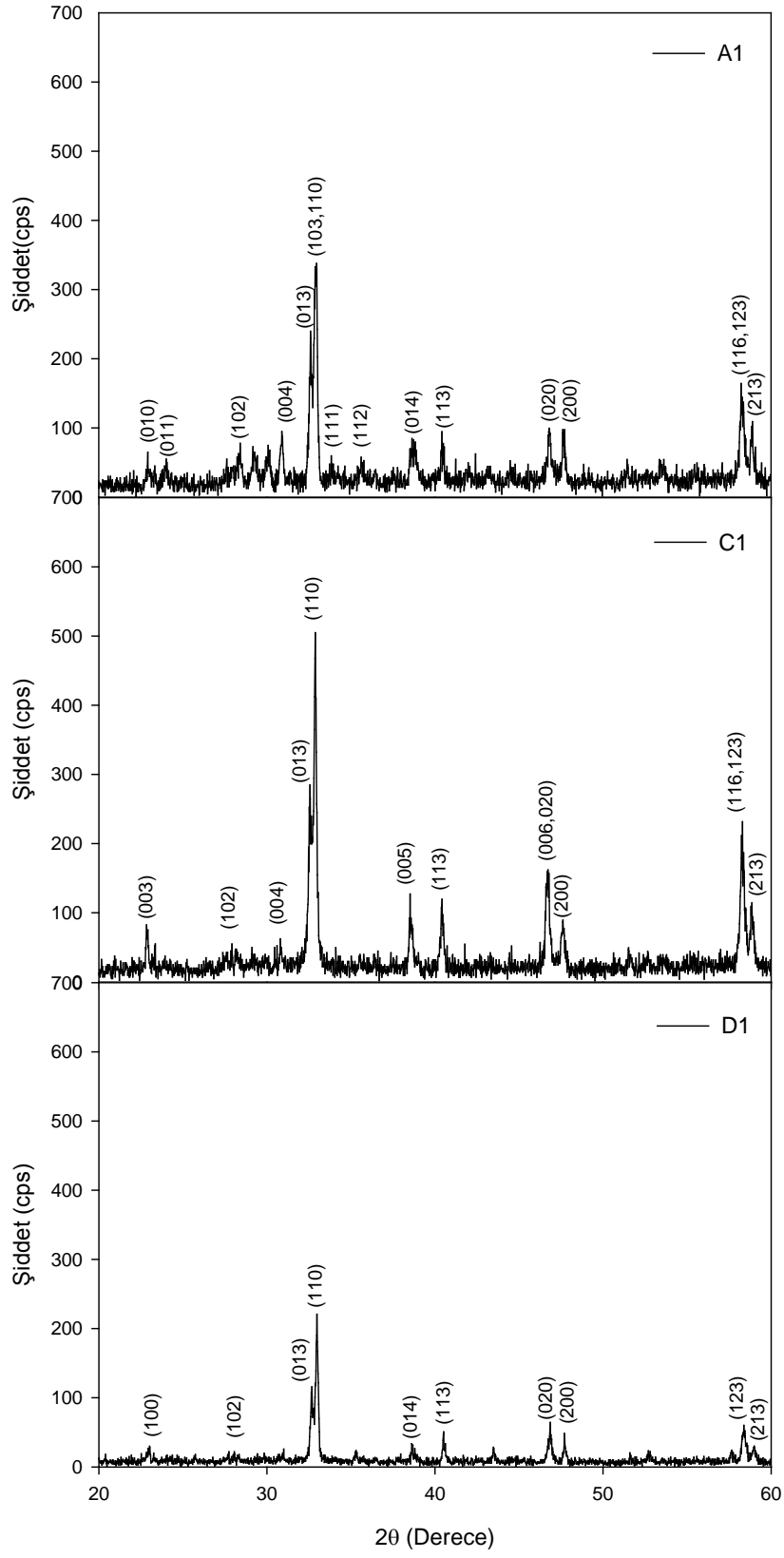
Ayrıca, numunelerin ortorombikliğe kayma derecesi;

$$\Delta = \frac{(b-a)}{(b+a)} \quad (3.1)$$

Denklem (3.1) ile belirlendi. Bu değerler Tablo 3.2’de gösterilmektedir.

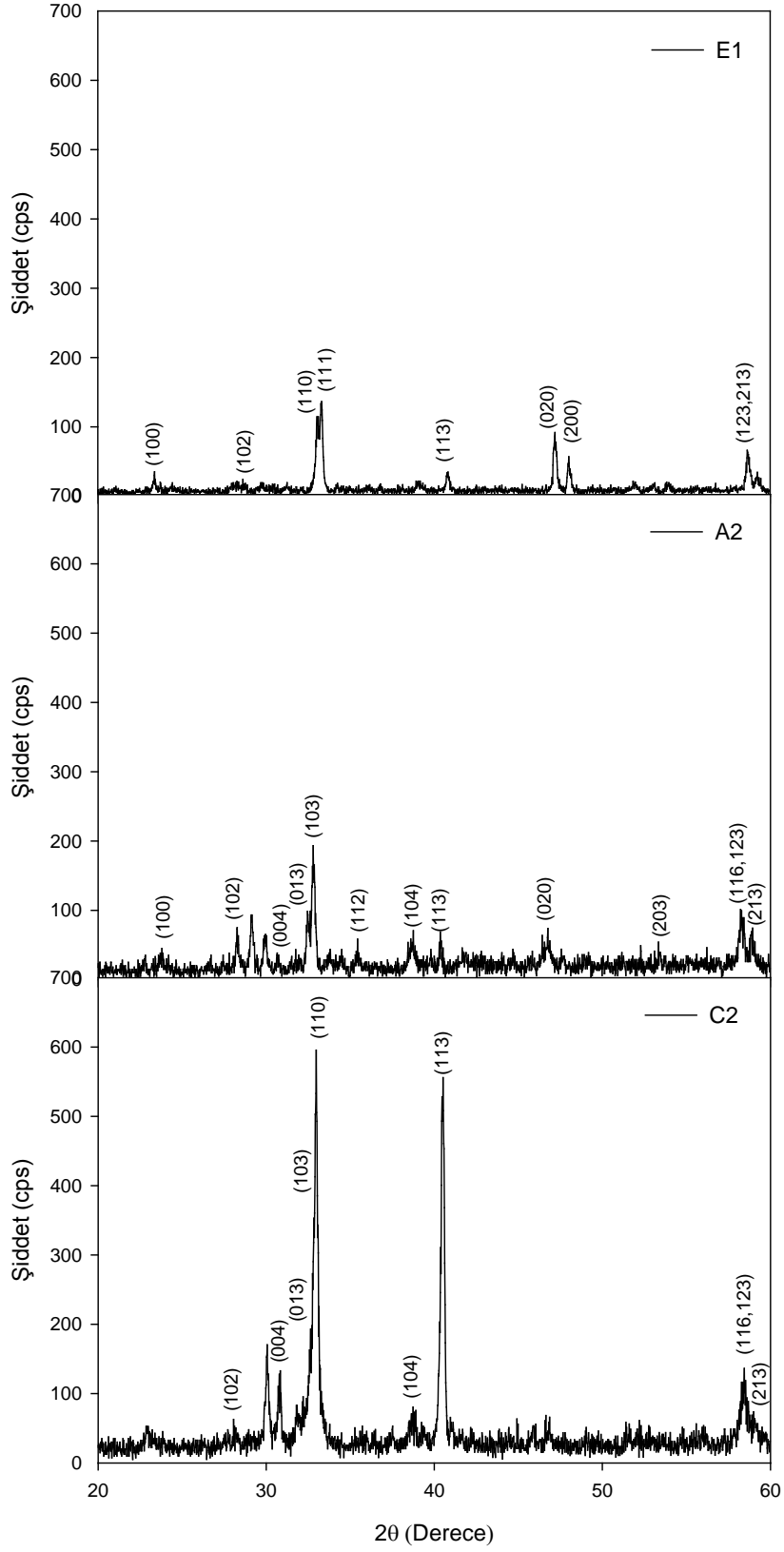
Tablo 3.2. Hesaplanan a, b, c örgü parametreleri, V (hacim) değerleri ve ortorombikliğe kayma derecesinin katkı oranlarına (x) göre değişimleri

Bileşik	$Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$						
Numune	Literatür (Mellekh vd., 2006)	A1	C1	D1	E1	A2	C2
a(Å)	3.8210	3.8391	3.8141	3.8136	3.7947	3.8763	3.7943
b(Å)	3.8854	3.8244	3.8864	3.8761	3.8536	3.8815	3.9017
c(Å)	11.6844	11.7111	11.6576	11.6474	11.7856	11.6449	11.6208
V(Å <sup>3</sup> )	173.4679	171.9453	172.802	172.1706	170.286	175.208	172.037
$\Delta$	0.0083	-0.0019	0.0094	0.0081	0.0008	0.0007	0.1396



Şekil 3.2. Tüm numunelerin  $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$  aralığında x-ışını kırınım desenleri

Şekil 3.2' nin Devamı



Katkısızlar arasında C1 ve D1 numuneleri Tablo 3.2’de anlaşıldığı üzere ortorombikliğe kayma derecesi yönünden literatüre paralellik göstermektedirler. Fakat E1 numunesi a ve b parametreleri biraz daha birbirine yakınlık gösterdiği için ortorombiklikten tetragonallığe kayma meyli göstermektedir. Bunun yanında katkısız numunelere göre katkılı C2 numunesi büyük bir farkla ortorombikliğe kayma derecesi dikkati çekmektedir. Bu nicelik, literatürlerde binde 8’lerde ve katkısız C1 numunesi için binde 9’larda iken C2 numunesinde ise binde 140’lara kadar çıkmaktadır. Bu göstermektedir ki, Lu katkısı katkısızlara göre ortorombikliğe kayma derecesini artırmıştır.

### 3.4. Manyetik Kaldırma Kuvveti Ölçümleri

Manyetik kaldırma kuvveti süperiletkenlerin teknolojik kullanımında önemli bir rol oynamaktadır. Manyetik kaldırma kuvveti ölçümleri sıvı azot sıcaklığında (77K) ZFC (Hull, 1999) olarak adlandırılan alansız soğutma altında ve FC (Hull, 1999) olarak adlandırılan alan altında soğutma olarak iki farklı biçimde ve Nd-Fe-B mıknatısı ile numune arasındaki mesafenin fonksiyonu olarak ölçüldü.

Şekil 3.3 ve Şekil 3.5 alan altında soğutma (FC) işleminden sonra, farklı numuneler için manyetik kaldırma kuvvetinin mesafe ile değişimini göstermektedir. Şekildeki 1 ve 2 nolu oklar, sırası ile, numune ve mıknatıs arasındaki mesafenin artmasına ve azalmasına karşılık gelen manyetik kaldırma kuvvetini göstermektedir. 3 nolu oklar ise, 2 ile gösterilen alan artırma işleminden hemen sonra tekrar alan azaltma işlemine karşılık gelen manyetik kaldırma kuvvetinin mesafe ile değişimini göstermektedir. Bilindiği gibi histeretik veya tersinmez II. tip süperiletkenlerde; manyetizasyon (Celebi vd., 1994, Düzgün vd., 2012), kritik akım yoğunluğu (Celebi vd., 2000), manyetik zorlanma (Celebi vd., 2005, Celebi vd., 2007), ısıtılınca ortaya çıkan gizli manyetik momentler (Celebi vd., 2012) gibi nicelikler numunenin manyetik ve sıcaklık geçmişine bağlıdır. Manyetik kaldırma kuvveti de kritik akım yoğunluğu ile orantılı bir nicelik olduğundan, kaldırma kuvvetinin mesafeye göre değişim grafiğinde de manyetik geçmişin önemli olduğu; 1, 2 ve 3 nolu oklar ile gösterilen işlemlerde elde edilen verilerdeki farklılıktan anlaşılmaktadır. Bu grafiklerde pozitif değerler, itici kuvvete negatif değerler ise çekici kuvvete karşılık gelmektedir. FC işleminde, numunelerden itici kuvvetin maksimum değerde olduğu numune 58 mN ile C2 numunesidir ve çekici kuvvetin ise maksimum değeri -30 mN ile yine C2 numunesinde görülmüştür.



Şekil 3.4 ve Şekil 3.6 alansız soğutma (ZFC) işleminden sonra, farklı numuneler için manyetik kaldırma kuvvetinin mesafeye göre, yani manyetik alana göre, değişimini göstermektedir. Bu durumda 1 ve 2 nolu oklar, numune ve mıknatıs arasındaki mesafenin, sırası ile azalmasına ve artmasına karşılık gelmektedir. Alansız soğutma (ZFC) işleminde, itici kuvvetin maksimum değeri 155 mN ile C2 ve çekici kuvvetin maksimum değeri ise -20 mN ile yine C2 numunesidir. Lu katkılı YBCO numunelerdeki kaldırma kuvveti, katkısız numunelere göre daha büyük olarak belirlenmiştir. Bilindiği gibi (Yang vd., 1999), manyetik kaldırma kuvveti,

$$F = J_c V A r \frac{dH}{dz} \quad (3.2)$$

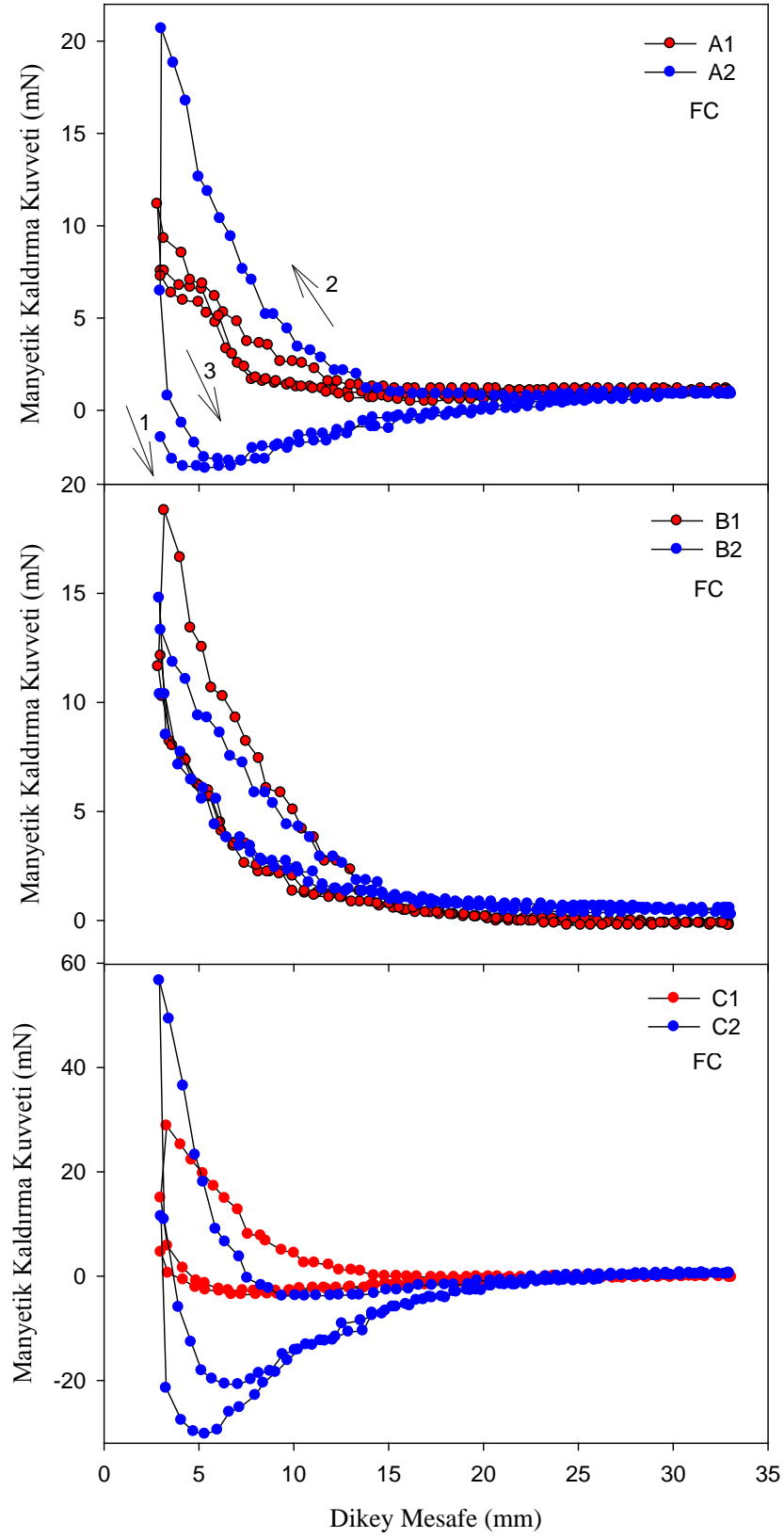
eşitliği ile ifade edilir. Burada  $J_c$  kritik akım yoğunluğunu,  $\frac{dH}{dz}$  mıknatıs tarafından uygulanan alan gradyanını,  $A$  demanyetizasyon faktörünü,  $V$  numunenin hacmini ve  $r$  perdeleyici akım halkasının yarıçapını göstermektedir. Her bir numune için, alan gradyanı aynı, numune hacmi ve demanyetizasyon faktörü yaklaşık olarak aynı olduğu dikkate alınırsa, elde edilen verilerdeki farklılık büyük ölçüde kritik akım yoğunluğu ile ilişkili olduğu sonucuna varılır. Dolayısı ile kritik akım yoğunluğunun en yüksek olduğu numune, C2 numunesinin olduğu sonucu çıkarılabilir. Diğer taraftan, katkılı numunelerde aynı büyüme sıcaklığında hazırlanan katkısız numunelere göre daha büyük manyetik kaldırma kuvvetinin gözlenmesinden, Lu katkısının YBCO numunesinin kritik akım yoğunluğunu artırdığı sonucu çıkarılabilir. Bu sonuçlar daha sonra tartışılacağı gibi, manyetizasyon ölçümleri ile de doğrulanmıştır. Daha önce, katı hal tepkime yöntemi ile yapılan çalışmalar ile de uyum içindedir (Ozturk vd., 2010).

Şekil 3.5 ve Şekil 3.6'da görülen sonuçlar Şekil 3.3 ve Şekil 3.5'teki sonuçlarla karşılaştırıldığında, katkısız YBCO numunelerde en yüksek manyetik kaldırma kuvveti, E1 numunesi için elde edilmiştir. Yani farklı büyüme sıcaklıklarında, yani 920 °C, 930 °C, 940 °C, 960 °C, 985 °C üretilen  $YBa_2Ca_3O_{7-\delta}$  numunelerinden kritik akım yoğunluğu en yüksek 985 °C de üretilen numunenin olabileceği sonucuna varılmıştır. Bu iki numunenin üretilmesinden sonra VSM cihazı çalışmadığı için, manyetizasyon verileri ölçülememiştir.

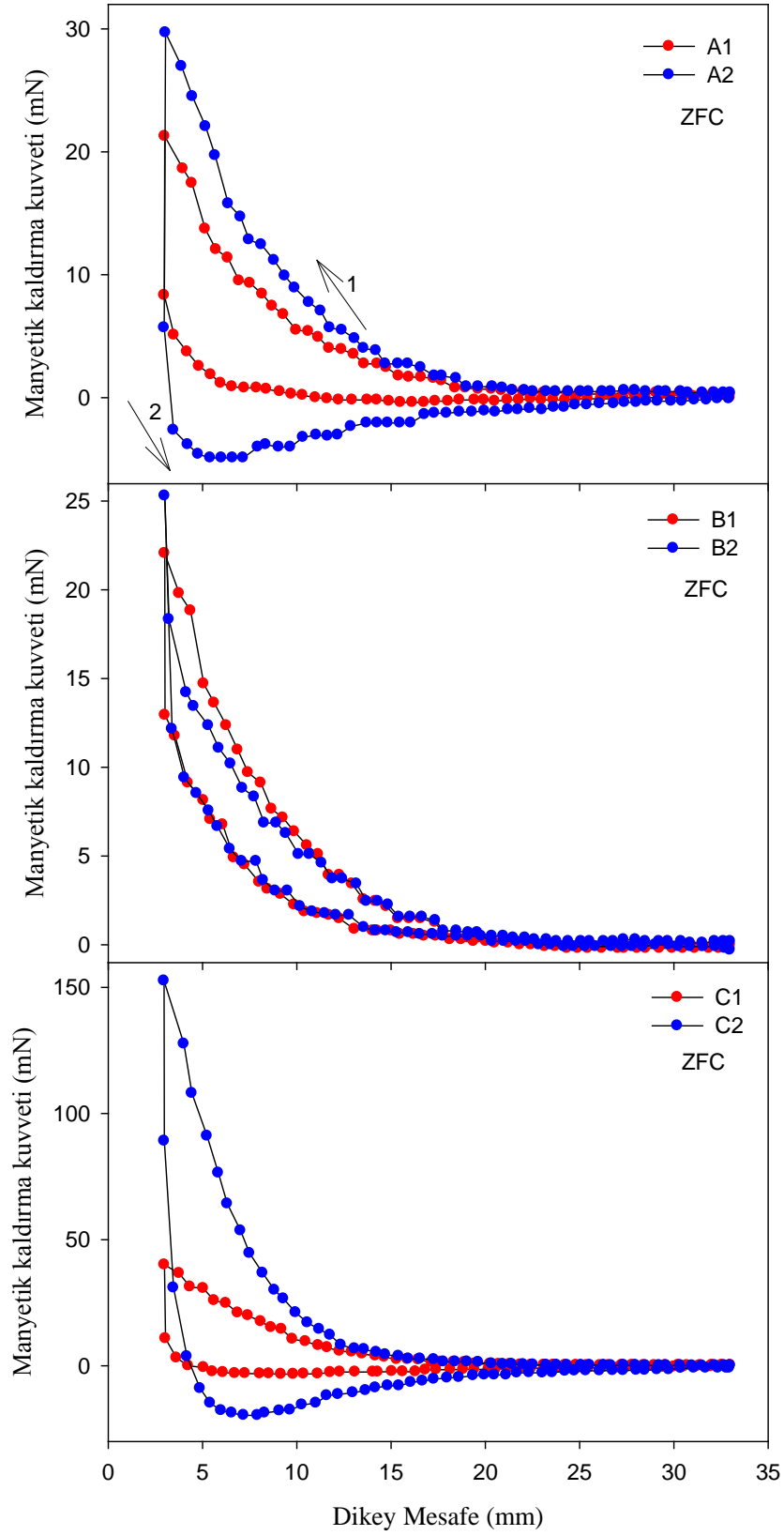
Şekil 3.6'da mesafe azalırken ve artarken bazı mesafelerde, örneğin 2 mm veya 6 mm de 100 s bekleyerek akı sürüklenmesinin manyetik kaldırma kuvveti ile de ölçülüp ölçülemeyeceği araştırılmıştır. Bu mesafelerdeki düşey veriler akı sürüklenmesinin

yansıması olan manyetik kaldırma kuvvetindeki zamanla gerçekleşen değişimi göstermektedir. E1 numunesi için, Şekil 3.7’de manyetik kaldırma kuvvetinin mesafe azalırken 6 mm de ve mesafe artarken 6.6 mm de 100 s içerisinde zamanla değişimi logaritmik bir çizimde sunulmuştur. Beklendiği gibi hem mesafeyi azaltırken (alan artarken) hem de mesafeyi artırırken (alan azalırken) çizilen veriler lineer davranış göstermiştir.

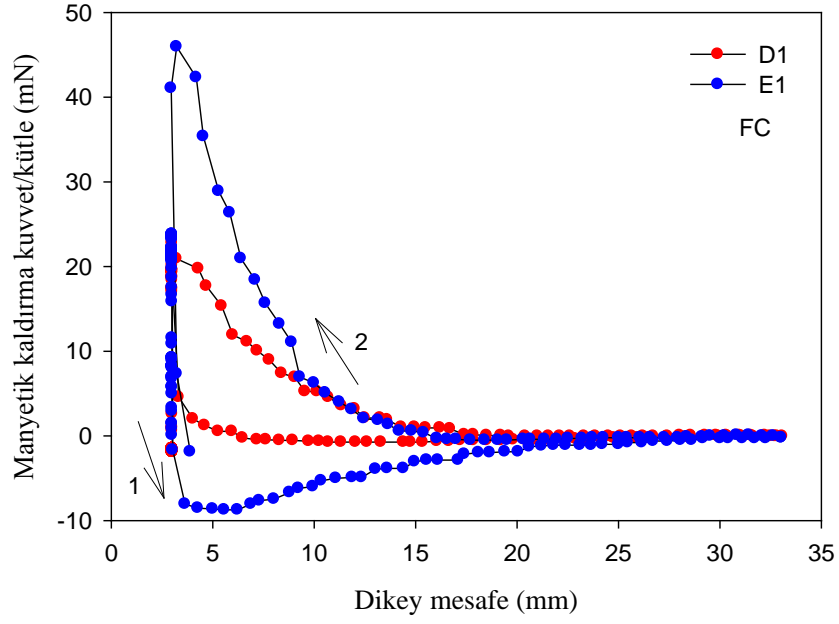
Manyetik kaldırma kuvveti ile ilgili çok sayıda çalışma mevcuttur. Örnek olarak (Frangi, 1994 ; Moon, vd., 1988; Chang, vd., 1990; Varanasi, vd., 1995; Kütük, vd., 2009; Liu, vd., 2008; Kütük, vd., 2011) verilebilir. Bütün bu çalışmalar ve bu tezde sunulan çalışmalar birlikte değerlendirildiğinde, kaldırma kuvveti-mesafe histeresiz eğrisi oldukça benzerlik göstermektedir. Farklılık derecesi, numenin kritik akım yoğunluğuna, tanelerin yönelimine, kritik akım yoğunluğunun anisotropik davranışına bağlı olarak değişmektedir.



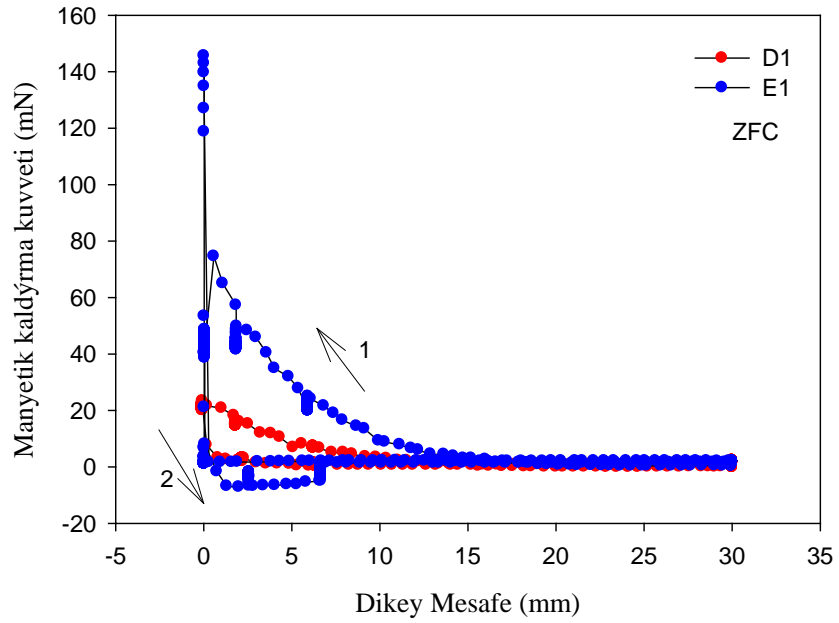
Şekil 3.3. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numuneleri katkılı-katkısız olarak alan altında (FC) manyetik kaldırma kuvveti-dikey mesafe grafikleri.



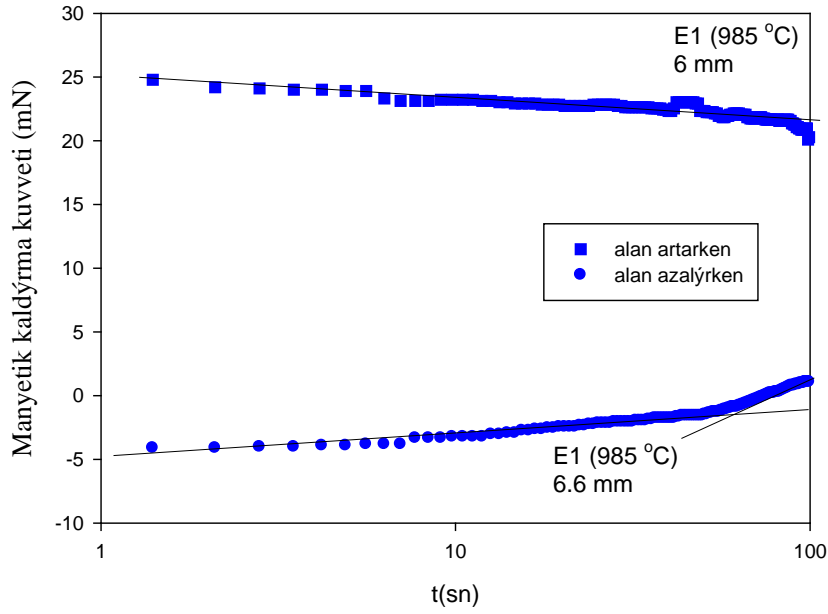
Şekil 3.4. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numunelerinin alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrası manyetik kaldırma kuvveti-dikey mesafe grafikleri.



Şekil 3.5. D1 ve E1 numunelerinin alan altında soğutma (FC) işlemi sonrası manyetik kaldırma kuvveti-dikey mesafe grafikleri.



Şekil 3.6. D1 ve E1 numunelerinin alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrası manyetik kaldırma kuvveti-dikey mesafe grafikleri.



Şekil 3.7. E1 numunesi için alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrası manyetik kaldırma kuvvetinin mesafe azalırken 6mm de ve mesafe artarken 6.6 mm de 100 s içerisinde akı sürüklenmesinin zamana göre logaritmik değişimi.

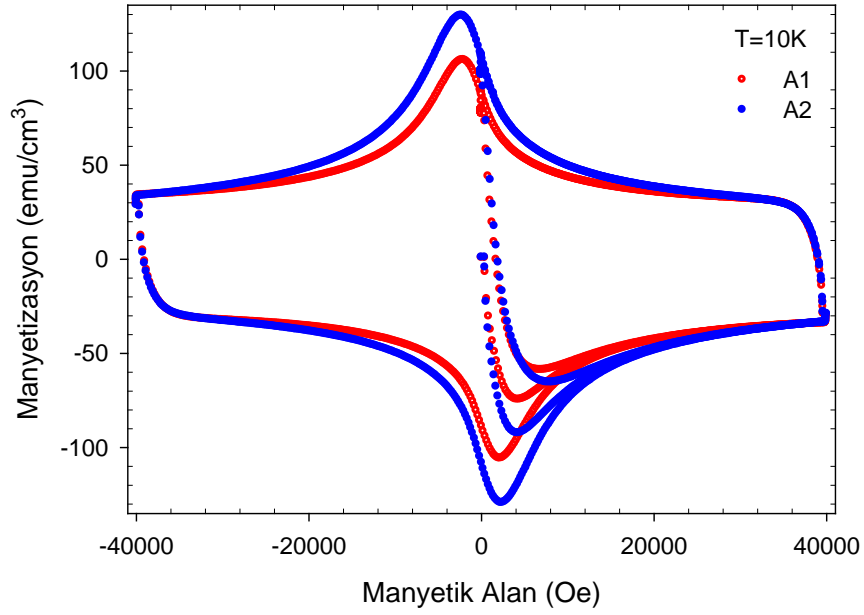
### 3.5. Manyetizasyon Ölçümleri

Manyetizasyon ölçümleri, süperiletkenlerin kritik akım karakteristiklerinin ve akı dinamiğinin anlaşılmasında önemli rol oynamaktadır. Kritik akım yoğunluğunun bir süperiletkenin çivileme özelliklerine bağlı olduğu iyi bilinmektedir. Çivileme kuvveti, sıcaklığa, akı çizgisi yoğunluğuna ve çivileme merkezlerinin (ki bunlara çatlaklar, dislokasyonlar ve tane sınırı safsızlıkları gibi kusurlar neden olur) tabiatına bağlıdır. Çivileme şiddeti ne kadar büyük olursa, kritik akım yoğunluğu o kadar büyük, dolayısıyla histeresiz zarfı o denli geniş olur (Öztürk vd., 2001).

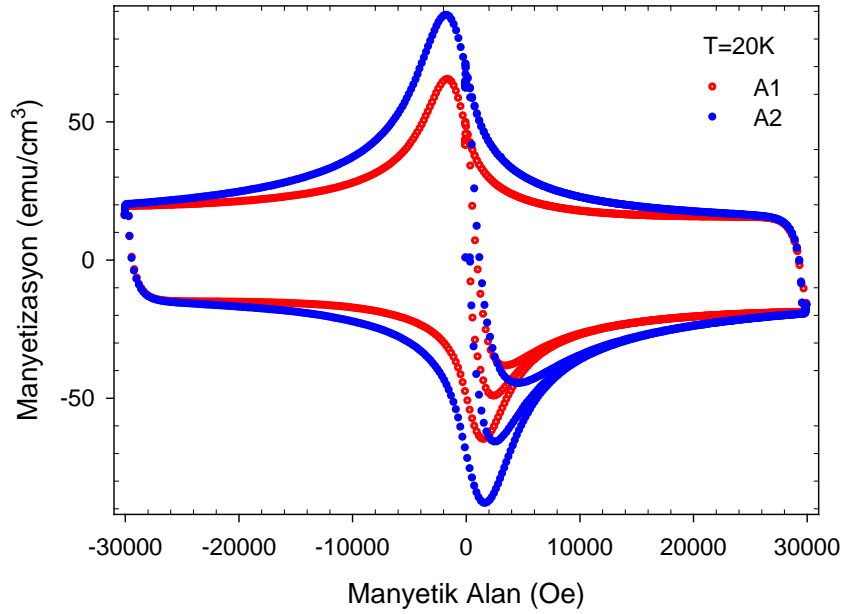
Katkılı ve katkısız olarak üretilen ve 920 °C, 930 °C, 940 °C büyüme sıcaklıklarına sahip numunelerin eş sıcaklık manyetizasyon ölçümleri, sıfır alan altında soğutma (ZFC) işlemi sonrasında sıcaklıkları (T) sırasıyla 10 K, 20 K ve 77 K'de gerçekleştirilmiştir. Bu ölçümde önce manyetik alan sıfırdan  $H_{maks}$ 'a kadar artırılmış, sonra tekrar sıfıra azaltılmıştır. Bu sıfır değerinden sonra alanın işareti (yönü) değiştirilerek  $H_{maks}$ 'a kadar artırılıp, sonra tekrar sıfıra azaltılmıştır. Son olarak da kalınan noktadan alan yeniden  $H_{maks}$  değerine artırılırken manyetizasyon verilerinin kaydı yapılmıştır. Burada  $H_{maks}$ , manyetizasyon ölçümlerinde uygulanan maksimum manyetik alan büyüklüğünü ifade

etmektedir. Yapılan ölçümlerde manyetik alan numunelerin büyüme eksenine (c eksenine) paralel olarak uygulanmıştır.

Şekil 3.8-3.16'de gösterildiği gibi katkılı ve katkısız numuneler için sıcaklıkları (T) sırasıyla 10 K, 20 K ve 77 K alınarak ölçülen M-H ilmekleri karşılaştırıldı.

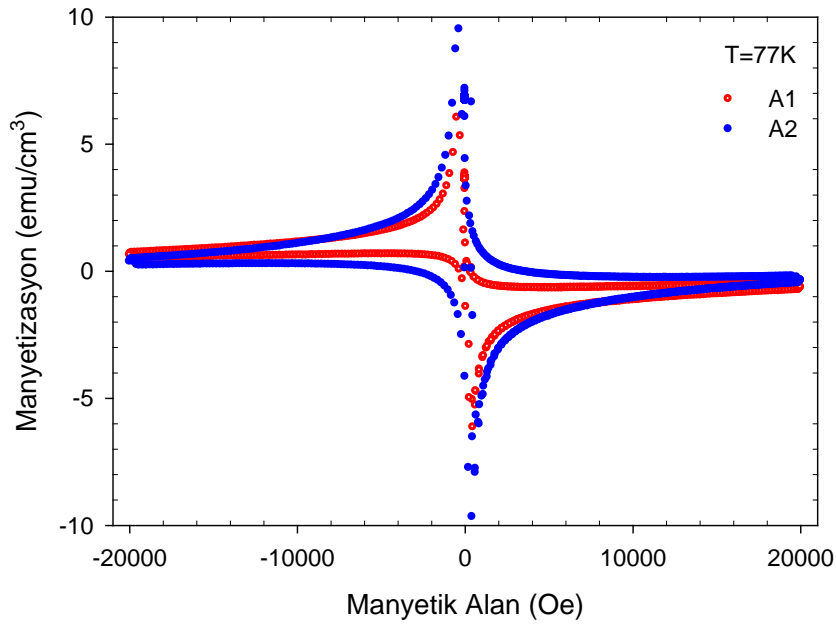


Şekil 3.8. A1 ve A2 numunelerinin 10 K sıcaklığında M-H eğrileri.



Şekil 3.9. A1 ve A2 numunelerinin 20 K sıcaklığında M-H eğrileri.

Tüm şekillerden anlaşılacağı gibi katkılı numuneler katkısızlara göre daha geniş bir histeresiz ilmeğe sahip olduğu görülmektedir. Numunelerin boyutları birbirine yakın olduğu için, Lu katkısının süperiletken numunelerde kritik akım yoğunluğunu arttırdığı sonucuna varılmıştır. Her bir numune için Kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimi manyetizasyon verilerinden elde edilmiştir. Benzer sonuçlar katı hal tepkime yöntemiyle üretilmiş numunelerde de gözlenmiştir (Öztürk vd., 2010).



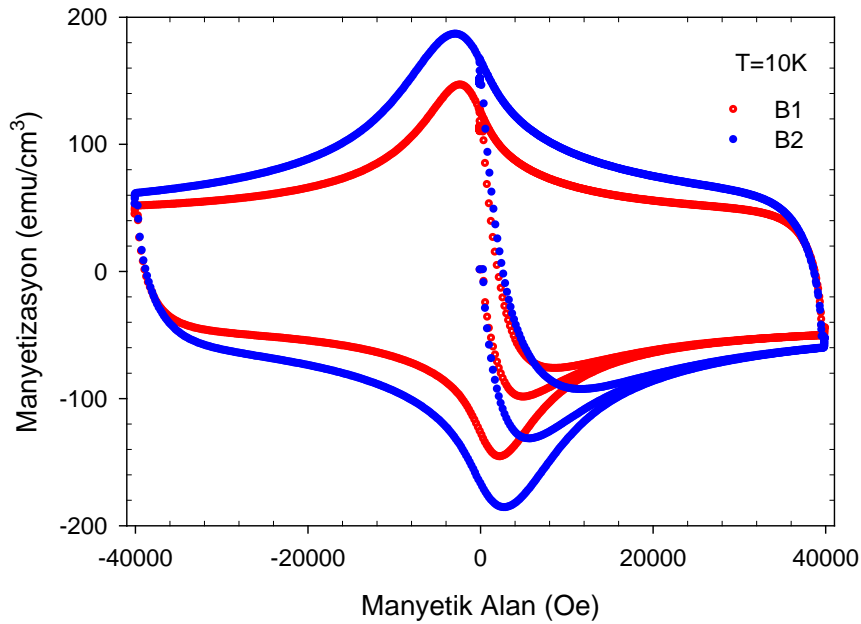
Şekil 3.10. A1 ve A2 numunelerinin 77 K sıcaklığında M-H eğrileri.

920 °C, 930 °C ve 940 °C büyüme sıcaklarına sahip numuneler için Şekil 3.8-3.16'den görüldüğü gibi en geniş histeresiz ilmekleri T=10 K sıcaklığında gerçekleşmektedir. Bu ölçümlerde en yüksek sıcaklık olan T= 77 K sıcaklığındaki histeresiz ilmekleri de en dar olan ilmeklerdir. Farklı büyüme sıcaklıkları açısından da bakılırsa 940°C'de çok fazla bir iyileşme görülmektedir. 920 °C'ye göre yaklaşık olarak 4 kat fark ediyor. Genel olarak eritme yöntemi klasik yönteme göre daha iyi sonuçlar vermektedir. Tüm numunelerin M-H histeresiz ilmeklerine bakıldığında katkılı numunelerin  $\Delta M$  değerleri katkısızlara göre daha geniş olduğu görülmektedir. Ayrıca T=10 K'den 77 K'e kadar  $\Delta M$ 'de bir azalma gerçekleşmektedir. Yani sıcaklık azaldıkça  $\Delta M$  değeri de arttığı görülmektedir. Kritik akımın sıcaklıkla ters orantılı olmasının bir sonucu

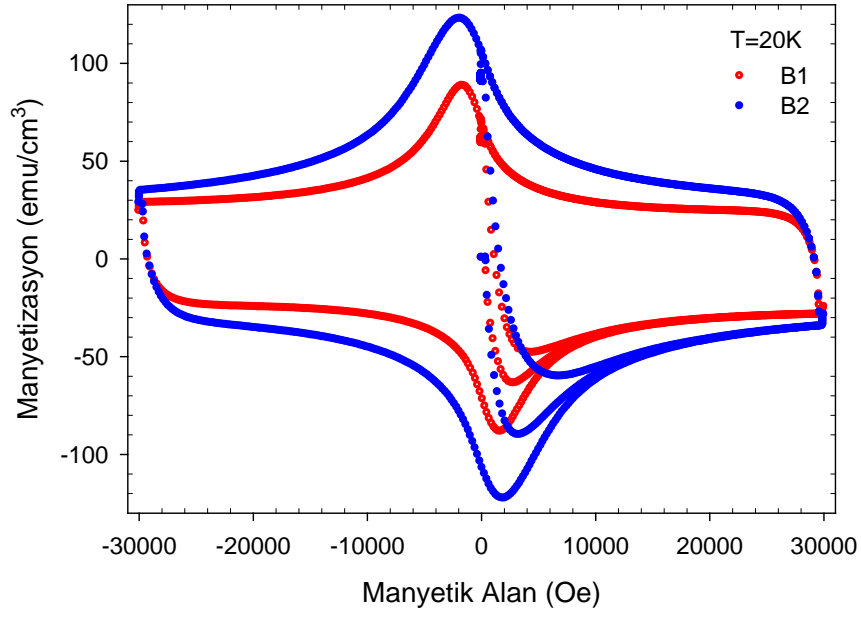


olarak bu beklenen bir davranıştır. Farklı büyüme sıcaklıkları arasında ise erime sıcaklıklarına yaklaştıkça yani büyüme sıcaklığı arttıkça  $\Delta M$  genişliği de artmaktadır. Bunda DTA sonucuna göre büyüme sıcaklığının, erime sıcaklığına daha yakın olmasının etkisi çok büyüktür. Daha yakın büyüme sıcaklıklarında histeresiz ilmeği daha da geniş olması beklenmektedir. Tabii ki burada  $H_{maks}$  yüksek sıcaklık değerinde çok daha yüksek değere çıkarılmalıdır. Ayrıca katkısızlar arasında en yüksek alt kritik alan ( $H_{c1}$ ) değerine sahip numune 940 K büyüme sıcaklığına sahip olan numunedir. Tabii ki beklediğimiz üzere katkılılar arasında da bu sıcaklıktaki numunede de yüksek çıkmıştır. Katkılı ve katkısız numuneler arasında ise katkılı olanlarındaki daha yüksek çıkmıştır. Aynı büyüme sıcaklıkları arasında aynı sıcaklık ve aynı maksimum manyetik alan şiddetleri için örneklerin histeresiz ilmek genişlikleri,  $c$  örgü parametrelerinin büyüklükleri ile ters orantılı bir değişim sergilemektedir.

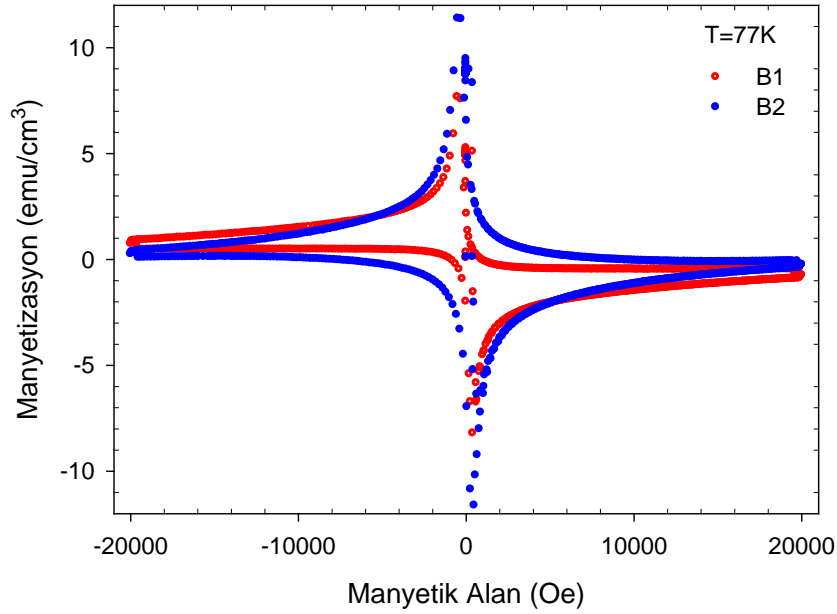
Girme alanı ile kritik akım yoğunluğu orantılıdır yani M-H eğrisinde girme alanı ne kadar büyükse kritik akım yoğunluğu da o kadar büyük olmaktadır. 10K sıcaklıktaki numunelerin girme alanları  $H^*$  yaklaşık olarak A1 numunesinde 9 kOe iken A2 numunesinde 13 kOe'e kadar, B1 numunesinde 10 kOe iken B2 numunesinde 15 kOe'e kadar, C1 numunesinde 6 kOe iken C2 numunesinde ise 40 kOe olacak şekilde değişmektedir.



Şekil 3.11. B1 ve B2 numunelerinin 10 K sıcaklığında M-H eğrileri.



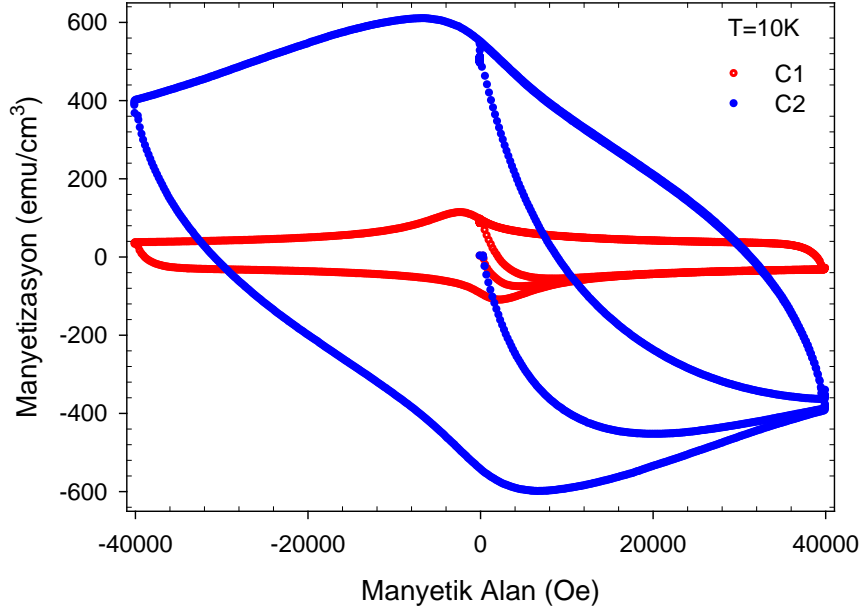
Şekil 3.12. B1 ve B2 numunelerinin 20 K sıcaklığında M-H eğrileri.



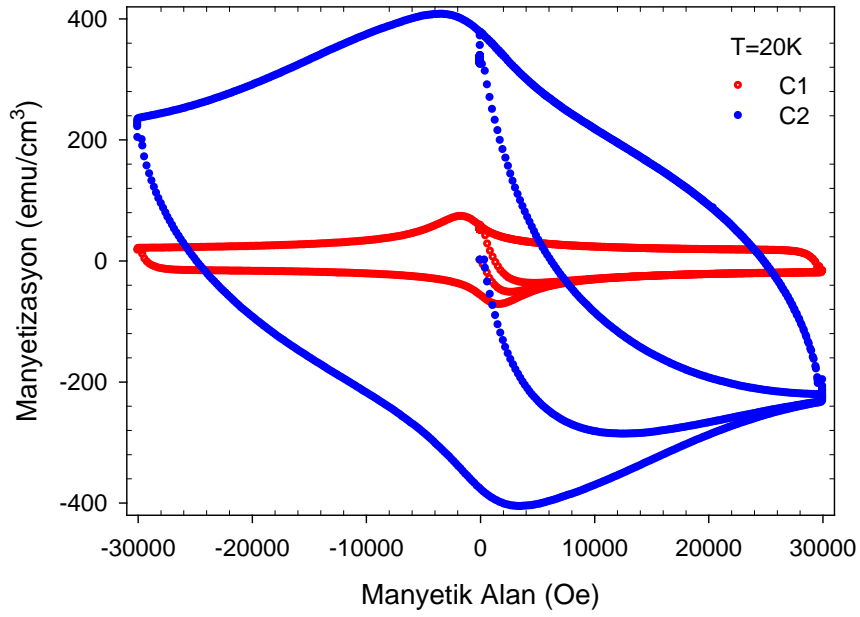
Şekil 3.13. B1 ve B2 numunelerinin 77 K sıcaklığında M-H eğrileri.

MPMG yönteminde, 211 parçacıkları 123 superiletken matrisinin içinde bulunabilir ve 211 parçacıklarının ortalama genişliği 1  $\mu\text{m}$  civarındadır ayrıca 211 parçacıkları akı çivilenmesine katkı sağlamaktadır. Çünkü 211 fazının hacim kesri ne kadar büyük ise kritik akım yoğunluğu da o kadar büyüktür. MPMG yöntemiyle üretilen numuneler, bean

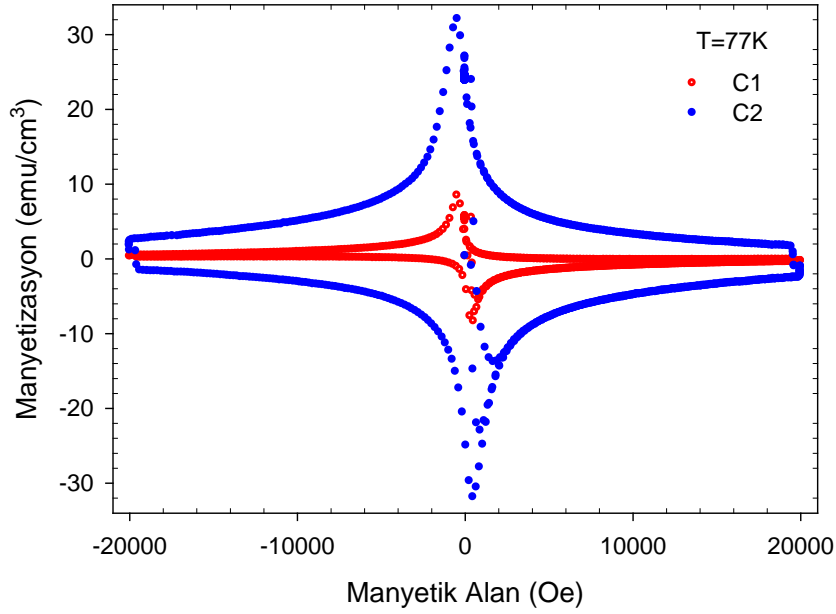
modeli kullanılarak  $J_c//ab$  ve  $J_c//c$  'nin eş yönleri M-H çevriminden elde edilir ve manyetizasyon eğrileri kritik hal modelini doğrulamaktadır (Fujimoto vd., 1992).



Şekil 3.14. C1 ve C2 numunelerinin 10 K sıcaklığında M-H eğrileri.



Şekil 3.15. C1 ve C2 numunelerinin 20 K sıcaklığında M-H eğrileri.



Şekil 3.16. C1 ve C2 numunelerinin 77 K sıcaklığında M-H eğrileri.

### 3.6. YBCO Süperiletken Numunelerin Kritik Akım Yoğunluğu

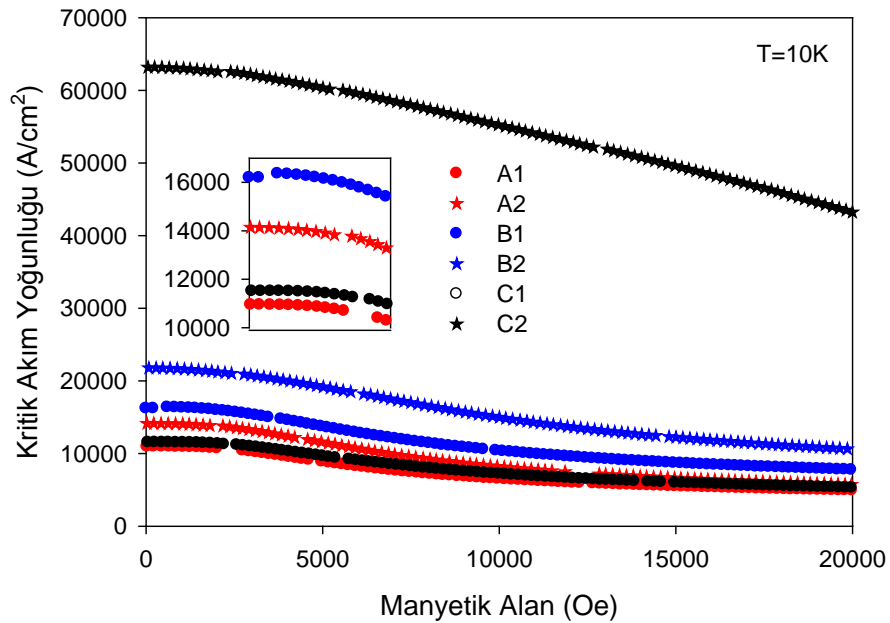
Numunelerin kritik akım yoğunlukları ( $J_c$ ), farklı sıcaklık ve farklı manyetik alanlardaki manyetizasyon ölçümlerinden hesaplandı. Bunun için M-H alan artırılırken ve alan azaltılırken manyetizasyon değerleri kullanıldı. Manyetizasyon verilerinden kritik akım yoğunluğunu hesaplamak için aşağıdaki bağıntı (Chen ve Goldfarb, 1989) kullanıldı.

$$J_c = 20 \frac{\Delta M}{L_1 \left(1 - \frac{L_1}{3L_2}\right)} \quad (3.2)$$

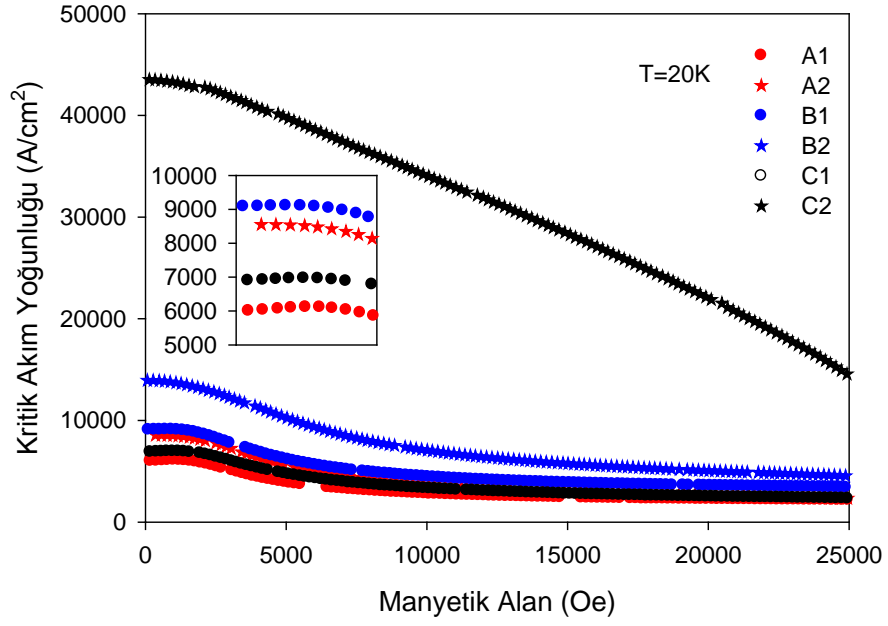
Bu bağıntıda  $L_1$  ve  $L_2$  uygulanan manyetik alana dik doğrultudaki kenarları temsil etmekte olup  $L_2 > L_1$ 'dir.  $\Delta M$  ise manyetizasyon farkı olup, M-H ilmeğindeki manyetik alan şiddeti ( $+H_{maks}$ ) değerinden sıfıra azalırken manyetizasyon değerleri ile ( $-H_{maks}$ )'dan ( $+H_{maks}$ )'a alan artarken (sıfır- $H_{maks}$ ) aralığındaki manyetizasyon değerleri arasındaki farktır. Burada  $\Delta M$ , ( $\text{emu}/\text{cm}^3$ ) ve  $J_c$ , ( $\text{A}/\text{cm}^2$ ) birimlerindedir. Kritik akım yoğunluğunun uygulanan manyetik alan şiddetine bağlılığı, (3.2) eşitliği kullanılarak hesaplandı.

Şekil 3.17-3.19'de katkılı ve katkısız tüm numuneler için sıcaklık değerleri sırasıyla  $T=10$  K, 20 K, 77 K alınarak hesaplanan kritik akım yoğunluğunun manyetik alana göre değişimi gösterilmektedir. Bu şekillerden anlaşıldığı üzere, 10 K, 20 K ve 77 K

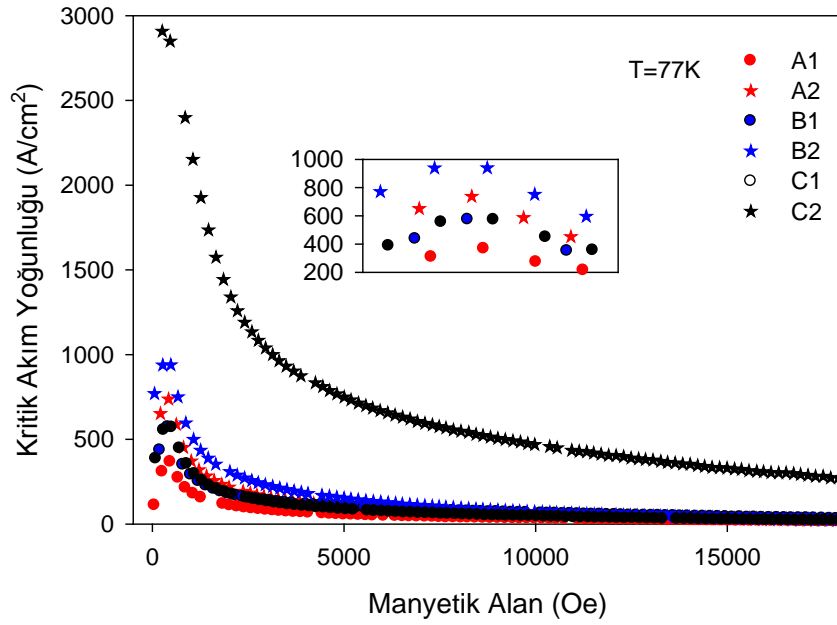
sıcaklıklarında tüm katkılı numuneler tüm katkısız numunelere göre kritik akım yoğunluklarında iyileşme göstermektedir. 10 K, 20 K ve 77 K sıcaklıklarda C2 numuneleri C1 numunelerine göre yaklaşık olarak 6 kat oranında artış göstermesi göze çarpmaktadır. 10 K sıcaklığında kritik akım yoğunluğunun en yüksek değeri  $64000 \text{ A/cm}^2$  civarında iken 77 K sıcaklığında ise  $2800 \text{ A/cm}^2$  civarına kadar düşmektedir. Yani Hem katkılı hem de katkısız tüm numunelerde numunenin sıcaklığı azaldıkça kritik akım yoğunluğunun arttığı görülmektedir. Bu davranış beklenen bir davranıştır. Çünkü kritik akım yoğunluğu çivileme (pinning) kuvveti  $F_p$ , sıcaklıkla ters orantılıdır. Kritik durum lorentz kuvvetinin,  $F_L = J_c \times B$ , çivileme kuvvetine eşit olduğu anda ( $F_L = J_c \times B = F_p$ ) gerçekleşeceğinden kritik akım yoğunluğu da sıcaklıkla ters orantılı olacaktır. İncelenen manyetik alan aralığında (0-20 kOe) kritik akım yoğunluğu alan arttıkça azalmaktadır. Ancak aynı numunelerin daha yüksek sıcaklıklardaki  $J_c$ -H değişimleri karşılaştırıldığında (Şekil 3.17-3.19) sıcaklık azaldıkça Bean modeline ( $J_c$ =sabit) uygun davranış gözlenmiştir. Özellikle düşük alan bölgesinde kritik akım yoğunluğunun sabit olduğu görülmektedir.



Şekil 3.17. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numunelerinin kritik akım yoğunluğunun 10 K sıcaklığında manyetik alan ile değişimi.



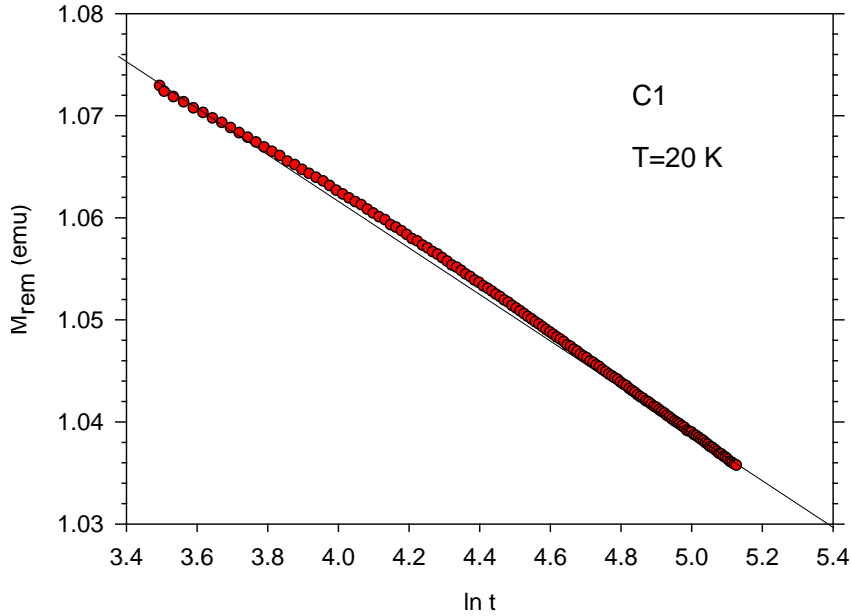
Şekil 3.18. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numunelerin 20 K sıcaklığındaki kritik akım yoğunluğunun manyetik alan ile değişimi.



Şekil 3.19. A1, A2, B1, B2, C1, C2 numunelerin 77 K sıcaklığındaki kritik akım yoğunluğunun manyetik alan ile değişimi.

### 3.7. Manyetik Gevşeme veya Akı Sürüklenmesi

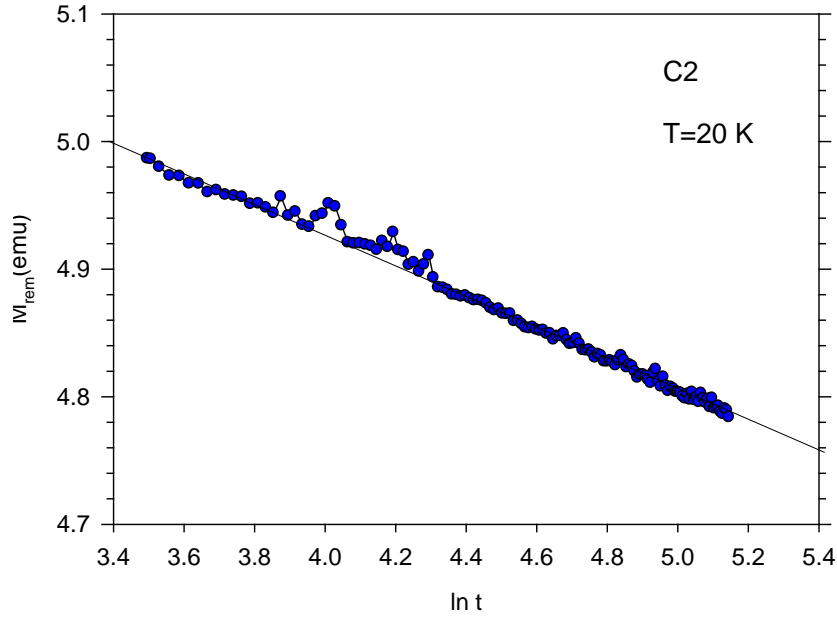
Manyetik gevşeme ya da akı sürüklenmesi ölçümleri süperiletkenlerin kayıpsız akım taşıma kapasitesini belirlemede önemlidir. İlk defa 1962’de (Kim vd., 1962) Kim ve arkadaşları tarafından II. Tip süperiletken içi boş silindir tüpte gözlenen akı sürüklenmesinin açıklaması 1962’de P.W. Anderson tarafından önerildi (Anderson, 1962). 1962’den beri akı sürüklenmesi ve farklı çivileme merkezlerinin akı sürüklenme hızına etkisi hakkında yoğun teorik ve deneysel çalışmalar yapılmıştır. (LeBlanc vd., 1998; Kwasnitza vd., 1991; Beasley vd., 1969; Shi vd., 1990) deneysel sonuçlarını teorik modelleme ile karşılaştırdılar.



Şekil 3.20. C1 numunesinde 20 K sıcaklığında yeterince yüksek alan (30 kOe) uygulanıp sonra alan sıfırlandığında tuzaklanan manyetizasyonun manyetik gevşeme eğrisi.

Süperiletkenlerin uygulanması aşamasında akı sürüklenmesi hakkında bilgi sahibi olmak oldukça önemlidir. Örneğin süperiletkende tuzaklanan manyetik alanın mıknatis amacı ile kullanılması durumunda, manyetik alanın kararlı olup olmadığı, değişiyorsa ne hızla değiştiği bilinmesi gerekir. Bu amaçla numunelerin kalıcı manyetizasyonu M-H histeresiz eğrilerinde açıklandığı gibi elde edildikten sonra manyetik alan sıfır iken, zamanın fonksiyonu olarak manyetizasyon ölçümleri gerçekleştirildi. Örnek olarak Şekil 3.20 ve Şekil 3.21, C1 ve C2 numunelerinde 20 K sıcaklığında yeterince yüksek alan (30

kOe) uygulanıp sonra alan sıfırlandığında tuzaklanan manyetizasyonun manyetik gevşeme eğrisini göstermektedir. Logaritmik bir zaman bağıllığı olduğu görülmektedir (Anderson, 1962; Anderson vd., 1964). Bu grafikten aktivasyon enerjisi belirlenebilmektedir. Örnek olarak en iyi numune olan C2 için, 20 K sıcaklığındaki akı gevşemesi verilerinden aktivasyon enerjisi  $E_a=75$  meV olarak tahmin edilmiştir.



Şekil 3.21. C2 numunesinde 20 K sıcaklığında yeterince yüksek alan (30 kOe) uygulanıp sonra alan sıfırlandığında tuzaklanan manyetizasyonun manyetik gevşeme eğrisi.

Değişim mekanizmasının akı çizgisi demetlerinin ısıll yolla hareketinin sonucu (Anderson, 1962) olduğuna inanılır ve yüksek gevşeme oranı (yüksek sıcaklıklarda) akı sürüklenmesinin yanı sıra küçük uyum uzunluğunun sonucudur. Akı yoğunluğu profili tekdüze (uniform) olduğunda, aktivasyon enerjisi ya da aktivasyon engeli olarak isimlendirilen U derinliğine sahip çivileme potansiyel kuyusundan akı çizgilerinin kaçış oranı, uygun bir zaman aralığında ve uzaysal boyutta potansiyel kuyuları tarafından yakalanma oranı ile dengededir. Oysaki  $\Delta U$  miktarı kadar düşük potansiyel kuyusunun bir tarafı ile aynı miktardaki yüksek tarafındaki bariyerde indüklenen elektrik akımları tarafından bir akı yoğunluğu gradyenti üretilir. Böylece düşük akı yoğunluğu tarafında  $e^{+\frac{\Delta U}{kT}}$  miktarı kadar artışla ve yüksek tarafta  $e^{-\frac{\Delta U}{kT}}$  azalmasıyla kaçış olasılıkları değiştirilir.



Böylece akı çizgilerinin net sürücü hareketi ısıl dalgalanmaya ve akı yoğunluğunda düşüşe yol açar. Bundan dolayı akı yoğunluğu (B) profillerinin “gevşemesi” akı yoğunluğu gradyentinin hızlıca düşmesine neden olacaktır. Olaylar bu ilişki içerisinde gerçekleşeceği için,  $dB/dx$  'in azalmasının nedeni olarak, akım yoğunluğu (J) azalacağından akı sürüklenmesi hızı düşecektir. Bu yüzden  $\Delta U$  gittikçe küçülecektir. Bilindiği üzere  $\Delta U$ , akı yoğunluğu (B), kritik akım yoğunluğu (J) ve sıcaklık (T) 'ye bağlıdır (Celebi vd., 2000, Düzgün vd., 2010).

#### 4. SONUÇLAR

Bu çalışmada eritme yöntemlerinden Eritme-Toz-Eritme-Büyütme (MPMG) yöntemi kullanılarak farklı büyüme sıcaklıklarında yani 920 °C, 930 °C, 940 °C, 960 °C, 985 °C de üretilen Lu katkılı  $Y_{1-x}Lu_xBa_2Ca_3O_{7-\delta}$  (  $x=0$  ve  $x=0.5$ ) numuneleri için sırasıyla A, B, C, D, E harfleri kullanıldı. Katkısız (  $x=0$  ) ve Lu katkılı (  $x=0.5$  ) numuneleri ayırt etmek için sırasıyla 1 ve 2 rakamları kullanıldı. Yapısal özellikleri XRD verileri ile manyetik özellikleri, sıvı azot ortamında (77 K ) manyetik kaldırma kuvvetleri ve 10 K, 20 K, ve 77 K sıcaklıklarında M-H histeresiz ölçümleri ve akı sürüklenmesi ölçümleri ile incelendi. Elde edilen sonuçlar şu şekilde özetlenebilir:

1. Eritme-Toz-Eritme-Büyütme (MPMG) yöntemi ile üretilen toz numunelerin oksijen olma aralığı 250-450 °C ve erime sıcaklığı ise 1020 °C olduğu belirlendi.
2. Ortorombikliğe kayma derecesi, literatürdeki (Mellekh vd., 2006) sonuçlara en yakın olan numune D1 (0.0081) ve en büyük olan numune C2 (0.1396 ) olarak belirlendi. Örgü parametreleri literatür sonuçları ile uyumlu bulundu.
3. Büyüme sıcaklıkları arttıkça numunelerin manyetik kaldırma kuvvetlerinde artış gözlemlendi.
4. Gerek manyetik kaldırma kuvveti gerekse M-H eğrilerinden elde edilen sonuçlara göre kritik akım yoğunluğunun en yüksek olduğu numune Lu katkılı C2 numunesi olduğu belirlendi.
5. Katkılı numunelerde aynı büyüme sıcaklığında hazırlanan katkısız numunelere göre daha büyük manyetik kaldırma kuvvetinin gözlenmesinden ve M-H histeresiz eğrisinin daha geniş olmasından Lu katkısının YBCO numunesinin kritik akım yoğunluğunu artırdığı sonucu çıkarılabilir. Bu sonuçlar daha önce, katı hal tepkime yöntemi ile yapılan çalışmalar ile de uyum içindedir (Ozturk vd 2010). C2 için 10 K deki kritik akım yoğunluğu 65000 A/cm<sup>2</sup> dir.
6. Manyetik gevşeme olayının manyetik kaldırma kuvveti ölçümünde de gözlemlenmesi mümkün olduğu anlaşıldı.

7. Alansız soğutma (ZFC) işlemi sonrası, yüksek bir manyetik alan (30 kOe) uygulandıktan sonra alanı kaldırınca tuzaklanan manyetizasyonun zamanla değişimi yani manyetik gevşeme veya akı sürüklenmesi logaritmik zaman bağıllığı göstermiştir. Aktivasyon enerjisi C2 numunesi için 75 meV bulundu.

## 5. ÖNERİLER

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin uygulanmasında soğutma sisteminin maliyetinin azaltılmasının yanı sıra, kritik akım yoğunluğunun artırılması oldukça önemlidir. Bu konuda yapılan çalışmalar hem kritik sıcaklığı artırma, hem kritik akım yoğunluğunu artırma hem de teorik hesaplamalar ve deneysel verilerle karşılaştırmalar ile fiziksel özelliğini anlamaya katkı sağlama şeklinde devam etmektedir.

Bu amaçla Eritme-Toz-Eritme-Büyüme (MPMG) yönteminden başka diğer eritme yöntemlerinde de Lu katkısının etkisi araştırılabilir. Daha yüksek büyüme sıcaklığı seçilerek Lu katkısının etkisi araştırılabilir.

En yüksek, kritik akım yoğunluğuna sahip C2 numunesinin çok detaylı manyetik karakterizasyonu yapılabilir. M-H eğrilerine ve alan altında soğutma ( $H_{FC}$ ) ve alansız soğutma işlemi (ZFC) sonrası maksimum bir alan ( $H_{çevrim}$ ) uygulayarak elde edilen tuzaklanan manyetizasyonun davranışını, modelleme hesapları yaparak ve deneysel sonuçlarla karşılaştırmak suretiyle incelenerek bazı süperiletkenlik parametreleri belirlenebilir.

Sıcaklığın fonksiyonu olarak üç farklı manyetizasyon ölçümü yapılarak karşılaştırmasından bazı bilgilere ulaşılabilir. Bunlar alan altında soğuturken ölçülen  $M_{FC}(T)$ , alansız soğutma sonrası uygulanan alanın varlığında ısıtılırken ölçülen  $M_{ZFC}(T)$  ve uygulanan alanı kaldırdıktan sonra ısıtılırken ölçülen  $M_{REM}(T)$  şeklinde sıralanabilir.

AC kayıpları da oldukça önemli bir araştırma konusu olduğundan, bu tez çalışmasındaki numunelerin AC alınganlık ölçümleri yapılarak, bu konuda deneysel ve teorik çalışmalar yapılabilir.

Alan artarken ve alan azalırken farklı alanlardaki manyetik gevşeme veya akı sürüklenmesinin ölçülerek, nasıl azaltılabileceği araştırılabilir.

## 6. KAYNAKLAR

- Abrikosov, A. A. , 1957. On the magnetic properties of superconductors of the second grup, Soviet Physics JTEP 5, 1174.
- Anderson, P., W., 1962. Theory of Flux Creep In Superconductors, Phys. Rev. Lett., 9,7,309-311.
- Anderson, P.W. ve Kim, Y.M., 1964. Theory of the Motion of Abrikosov FluxLines, Rev. Mod. Phys., 36, 39.
- Bean, C.P. 1964. Magnetization of High-Field Superconductors, Review of Modern Physics, 36, 31-38.
- Beasley, MR., Labusch R. ve Webb, WW., 1969. Flux Creep in Type-II superconductors, Physical Review, 181, 2, 682.
- Blinov, E. V., Lahderanta, E., Laiho, R. ve Stepanov, Yu., P., 1992. Trapping and Relaxation of Intergrain Vortices in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , Physica-C, 199, 1-2, 201-206.
- Celebi S., Inanir, F. ve LeBlanc, M.A.R., 2005. Contribution of the Meissner Current to the Magnetostriction in a High  $T_c$  Superconductor, Supercond. Sci. and Technol. 18, 14-17
- Celebi, S., Inanir, F. ve LeBlanc, M.A.R., 2007. Coexistence of critical and normal state magnetostrictions in type II superconductors, Journal of Applied Physics, 101, 013906.
- Celebi, S. ve LeBlanc, M.A.R., 1994. Flux Trapping Phenomena in Sintered Tubes of High- $T_c$  Superconductors, Physical Review.-B, 49, 22, 16009-16024.
- Celebi, S. ve LeBlanc, M.A.R., 2000. Magnetic Relaxation in a Commercial Bi:2223/Ag Tape at 77 K, Supercond. Sci. Technol.,13, 1057–1061.
- Celebi, S. ve LeBlanc, M.A.R., 2002. Flux line cutting in granular high  $T_c$  superconducting tubes, Nova Science Publishers, 42,169-245.
- Celebi, S. ve LeBlanc, M.A.R., 2012. Thermal Release of Hidden Magnetic Moments in High  $T_c$  Bi: 2223/Ag Superconducting Tape During Warming to  $T_c$ , Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 10948-011-1340.
- Celebi, S., Kütük, S., Bolat, S. ve Öztürk, A., 2012. Magnetization Anisotropy In YBCO Superconductors Prepared MPMG Method, J. Supercond. Nov. Magn., 25, 267-271.

- Celebi S. , Öztürk A., Karaca I. ve Kölemen U., 2000. The effect of potassium doping on resistive transitions and transport critical current of bulk YBCO high-Tc superconductors, Turkish. J. of Physics, 24, 567-576.
- Chang, P., Z. ve Moon, F., C., 1990. Levitation Force and Magnetic Stiffness in Bulk High-Temperature Superconductors, J. Appl.Phys., 67, 9, 4358-4360.
- Chen, D.X. ve Goldfarb, R.B., 1989. Kim Model for Magnetization of Type-II Superconductors, J. Appl. Phys., 66, 2499.
- Chow, J.C.L., Lo, W., Leung, H.-T., Dewhurst, C.D. ve Cardwell, D.A., 1998. Processing, YBaCuO, Distribution And Critical Current Density In Large Grain Pt-Doped YBCO, Materials Science And Engineering B53, 79-85.
- Düzgün, İ., Öztürk, A. ve Çelebi, S., 2010. Irreversibility line and flux relaxation in Bi:2223/Ag tape prepared by CTFE technique: H // c axis, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 23, 1349–1354.
- Essmann U. ve Träuble, H., 1967, Phys. Lett. 24A, 526 ve Sci. Am. 224, March 1971.
- Frangi, F., Higuchi, T., Deguchi ve M., Murakami, M., 1994. The Effects of Different Thermal Pretreatments on The Magnetic Properties of YBCO MPMG Samples, Supercond. Sci. Technol. 7, 891-898.
- Fujimoto, H., Murakami, M., Gotoh, S., Yamaguchi, K., Yoshida, M., Takata, T., Koshizuka, N. ve Tanaka, S., 1992. Critical Currents and Magnetization Properties of YBCO Prepared by MPMG Process, Supercond. Sci. Technol. 5, S93-96.
- Hasanain, S K., Manzoor, S., Amirabadizadeh, A ., 1995. Magnetization and Hysteresis of Melt-Textured YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> in a Crossed Flux Configuration, Supercond. Sci. and Technol., 8 (7), 519-524.
- Hull, J., R. ve Cansız, A., 1999. Vertical And Lateral Forces Between a Permanent Magnet And a High-Temperature Superconductor, Journal Of Applied Physics, 86, 11, 6396-6404.
- Jirsa, M., Nishizaki, T., Kobayashi, N., Muralidhar, M. ve Murakami, M., 2004. Relaxation in Bulk RBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, Superconductors, Physical Review-B, 70, 24525-1-9.
- Josephson, B. D. , Kim, Y.B., Hempstead, C.F., Strnad, A.R., 1962. Critical Persistent Current in Hard Superconductors, Physical Review Letters, 9, 306-309.
- Kung, P., J., Maley, M., P., Mc Henry, M., E., Willis, J., O. ve Coulter, J., Y., 1992. Magnetic Hysteresis And Flux Creep of Melt-Powder-Melt-Growth YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> Superconductors, International Superconductivity Technology Center, 46, 10, 6427- 6434.

- Kütük, S., Bolat, S., Başoğlu, M. ve Öztürk, K., 2009. Comparison of Levitation Force Relative to Thickness of Disk Shaped  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  Prepared by MPMG and FQMG Process, Journal of Alloy and Compounds, 488, 425-429.
- Kütük, S., Bolat S., Öztürk, K., Akbulut Ş., Çakır, O., 2011. Levitation Force Density on Different Thickness of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  Bulk Superconductor Fabricated by FQMG Process, J. Supercond. Nov. Magn., 24, 475-479.
- Kwasnitza, K. ve Widner, Ch., 1991. Strong Magnetic History Dependence of Magnetic Relaxation in High-Tc Superconductors, Physica-C, 184,341-352.
- LeBlanc, M. A. R., Wang, S., X., LeBlanc, D., Krzywinski, M. ve Meng, J., 1995. Investigation of The dB/dH Effect Using Trapped Flux in Type-II Superconductors, Phys. Rev.- B, 52, 17, 12895–12910.
- LeBlanc, MAR., Cameron, DSM., Celebi, S. ve Pascal J-P., 1998. Effect of The Configuration of The Trapped Flux on The Decay Rate of Remenant Magnetic Moment in Type II Superconductors, Supercond. Sci. Technol. 11, 359-368.
- Liu, W., Wang, S., Y., Jing, H., Zheng, J. ve Wang, J., S., 2008. Levitation Performance of YBCO Bulk in Different Applied Magnetic Fields, Physica C , 468, 974-977.
- Matsushita, T. , 2007. Flux pinning in superconductors, Springer, New York.
- Meissner, W. ve Ochenfeld, R. , 1933. Superconductivity, Naturwissensch, 21: 787- 78.
- Mellekh, A., Zouaoui, M., Ben Azzouz, F., Annabi, M. ve Ben Salem, M., 2006. Nano- $\text{Al}_2\text{O}_3$  Particle Addition Effect on  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  Superconducting Properties, Solid State Comminacations, 140, 318-323.
- Moon, F., C. , 2004, Superconducting Levitation, WILEY-VCH Verlag GmbH&CoKGaA, Weinheim.
- Moon, F., C., Yanoviak, M., M. ve Ware, R., 1988. Hysteretic Levitation Force in Superconducting Ceramics, Appl. Phys. Lett., 52,18,1534-1536.
- Murakami, M., Oyama, T., Fujimoto, H., Gotoh, S., Yamaguchi, K., Shiohara, Y., Koshizuaka N. ve Tanaka, S., 1991. Melt Processing of Bulk High Tc Superconductors And Thier Application, IEEE Transactions Magnetics, 27, 2, 1479-1486.
- Murakami, M. ve Tanaka, S., 1992. Magnetic Hysteresis and Flux Creep of Melt-Powder-Melt-Growth  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  Superconductors, International Superconductivity Technology Center, 46, 10, 6427- 6434.
- Müller, P. ve Ustinov, A.V. , 1997. The physics of superconductors, Springer, Germany.
- Nagamatsu, J., Nakagawa, N., Muranaka, T., Zenitani, Y. ve Akimitsu J., 2001. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride, Nature, 410, 63-64.

- Oka, T., Itoh, Y., Yanagi, Y., Tanaka, H. ve Muzitani, V., 1991. Mechanical Properties Of Zr-YBCO/Ag Sintered Superconducting Composites, Physica C, 185-189, 507-508.
- Onnes, H.K. , 1911. Disapperance of The Electrical Resistance of Mercury of Helium, Akad van Wetenschappen, 14, 113-115, 818- 82.
- Owens, F. J. ve Poole, C. P. , 2002. The New Superconductors, Kluwer Academic Publishers, New York.
- Öztürk, A., Çelebi, S., Karaca, İ. ve Kölemen, U., 2001. İnönü Üniversitesi, Yarı Tersinir ve Tersinmez Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerine Ait Magnetizasyon Eğrilerinin Analizi, II.Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu, Temmuz, Malatya, Bildiri Kitabı, 109-114.
- Öztürk, A., Düzgün, İ., Celebi, S., 2010. The Effect of Partial Lu Doping on Magnetic Behaviour of YBCO (123) Superconductors, Journal of Alloys and Compounds, 495, 104–107.
- Ginzburg V., L. ve Andryushin, E., A., 1994. Superconductivity, Revised Edition.
- Goldfarb, R. B., Leental, M. ve Thompson, C.A. , 1991. Alternating-Field Susceptometry and Magnetic Susceptibility of Superconductors, Published in: Hein, R.A. , Francavilla, T.L., Liebenberg, D.H. (editors), Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems, Plenum Pres, New York.
- Rezeq, M., Celebi, S., Gigault, C., Leblanc, MAR., 2009. The Effect of The Return Fields of Magnetized Grains on Flux Trapping in Type II Superconductors, Supercond. Sci. Technol. 22, 125018-1-9.
- Seeber, B., 1998. Handbook of Applied superconductivity, vol:1, Institute of Physics Publishing, London
- Serway, R. A. ve Jewett, J.W. , 2004, Physics for Scientists and Engineers, 6th Edition.
- Shi, D., Xu, M., Umezawa, A. ve Fox, R.F., 1990. Temperature and Field Dependence of Magnetic Relaxation in a Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>x</sub> Single Crystal, Phys. Rev.- B, 42, 2062.
- Shiohara, Y. ve Endo, A., 1995. Crystal growth of bulk high-Tc superconducting oxide materials, International Superconductivity Technology Center (ISTEC), 1-10-13.
- Shiohara, Y. ve Endo, A., 1997. Crystal Growth of Bulk High-Tc Superconducting Oxide Materials, Materials Science and Engineering, R19, 1–86.
- Shlyk, L. Krabbes, G., Fuchs, G., Stover, G., Gruss, S. ve Nenkov, K., 2002. Pinning Behavior and Magnetic Relaxation in Melt-Processed YBCO Doped With Li, Ni and Pd, Physica-C, 377, 437-444.
- URL-1, 2011, [http://en.wikipedia.org/wiki/Meissner\\_effect](http://en.wikipedia.org/wiki/Meissner_effect) , 29 haziran 2011



- Varanasi, C. ve McGinn, P., J., 1995. Effects of Processing Parameters on the Levitation Force of Melt-Process  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , J. Mater.Res., 10, 9, 2251-2256.
- Yang, W.M., Feng, Y., Zhou, L., Zhang, P.X., Wu, M.Z., Chen, S., Wu, X.Z. ve Gawalek, W., 1999. The effect of the grain alignment on the levitation force in single domain  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  bulk superconductors Physica C, 319 , 164–168.
- Yanmaz, E., Drake, A., Haris, I. R. ve Abell, J. S., 1993. Melt Processing of Powered Arc-Cast  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  Materials, Journal of Alloys and Compounds, 195, 23-26.
- Yeshurun, Y., Malozemoff, A. P. ve Shaulov, P., 1996. Magnetic Relaxation In High-Tc Superconductors, Rev. Mod. Phys., 68, 3, 912-913.

## ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Antalya ili Finike ilçesinde Çavdır köyünde doğdu. İlköğrenimi Antalya'nın Kumluca ilçesinde Mimar Sinan İlköğretim okulunda tamamladı. Orta öğrenimi Antalya ili Kumluca ilçesindeki Gül-Çetin Gaur Lisesinde tamamladı. 2006 yılında, Abant İzzet Baysal Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümünden (İngilizce) mezun oldu. Bir süre İstanbul ve Afyon'da dershanelerde çalıştı. Askerlik görevini Çanakkale'de kısa dönem olarak yaptı. 2009 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsünde hazırlıktan muaf olarak yüksek lisansa başladı. Evli ve 1 erkek çocuğuna sahip olup, İngilizce bilmektedir.