

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

(DOKTORA TEZİ)

**SÜPERİLETKEN YBCO İNCE FİLMLERİN, YAPISAL,
ELEKTRİKSEL VE MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
ÜRETİM PARAMETRELERİNE BAĞIMLILIĞININ
İNCELENMESİ**

Ayşe Belkıs KARCI

Fizik Anabilim Dalı

Bilim Dalı Kodu: 404.01.01.

Sunuş tarihi: 11/09/2009

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mustafa TEPE

2. Danışman: Yrd. Doç. Dr. Teoman Yıldız

Bornova-İzmir

III

Ayşe Belkıs KARCI tarafından **Doktora Tezi** olarak sunulan **“Süperiletken YBCO İnce Filmlerin, Yapısal, Elektriksel Ve Manyetik Özelliklerinin Üretim Parametrelerine Bağımlılığının İncelenmesi”** başlıklı bu çalışma E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi’nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve 11/09/2009 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri:

İmza

Jüri Başkanı :

Raportör Üye :

Üye :

Üye :

Üye :

ÖZET**SÜPERİLETKEN YBCO İNCE FİLMLERİN, YAPISAL,
ELEKTRİKSEL VE MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN ÜRETİM
PARAMETRELERİNE BAĞIMLILIĞININ İNCELENMESİ****KARCI, Ayşe Belkıs****Doktora Tezi, Fizik Bölümü****Tez Yöneticisi: Doç. Dr. Mustafa TEPE****Eylül 2009, 110 Sayfa**

Bu tez çalışmasında süperiletken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ince filmler DC Ters Çevrilmiş Silindirik Hedef Manyetik Püskürtme Sistemi (DC Inverted Cylindrical Magnetron Sputter) kullanılarak hazırlandı. Süperiletken ince filmlerin özellikleri, üretim parametrelerine oldukça bağlıdır. Film kalitesini etkileyen bu parametrelerden bazıları; hedef malzeme ile kaplama yapılacak altlık mesafesi, altlık sıcaklığı, oksijen basıncı, toplam basınç ve kaplama hızı olarak sıralanabilir. Ancak filmin mikro yapısını en fazla etkileyen parametre kaplama hızıdır ve kaplama hızının değişmesiyle üretilen YBCO ince filmlerin mikro yapısı arasındaki ilişkide eksiklikler vardır. Manyetik püskürtme sistemiyle hazırlanan süperiletken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ince filmlerin, değişen kaplama hızıyla süperiletkenlik özelliklerindeki değişimi objektif olarak inceleyebilmek için diğer parametreler sabit tutularak in-situ yöntemiyle örnekler üretildi. Elde edilen örneklerin yapısal, elektriksel ve manyetik özellikleri incelendi. Yapısal özellikler, X-Işını Kırınımı Analizi (XRD) ve Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM) ile belirlendi. Elektriksel özellikleri Direnç-

VI

Sıcaklık (R-T) ve manyetik özellikleri de AC Manyetik Duygunluk (χ -T), Manyetizasyon (M-H) ve Kritik Akım Yoğunluğu (J_C -H) ölçümleri ile incelendi. Bu ölçüm ve analizlerin sonucunda kaplama hızının değişmesiyle süperiletken $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ince filmlerin kristal yapıları ve yönelimleri, yüzey pürüzlülükleri, süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları, farklı manyetik alan ve frekanslardaki manyetik tepkileri ve kritik akım yoğunluğu üzerindeki etkileri tartışıldı.

Anahtar Sözcükler: YBCO süperiletken filmler, χ -T, M-H, J_C

ABSTRACT

**THE DETERMINATION OF THE DEPENDENCE OF THE
STRUCTURAL, ELECTRICAL AND MAGNETIC PROPERTIES
OF THE SUPERCONDUCTIVE YBCO THIN FILMS ON
PRODUCTION PARAMETER**

KARCI, Ayşe Belkıs

PhD Thesis in Physics

Supervisor: Doç. Dr. Mustafa TEPE

September 2009, 110 Pages

In this thesis, superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films have been prepared by using DC Inverted Cylindrical Magnetron Sputtering system. The properties of the superconducting thin films deeply depend on the production parameters where some of these parameters might be listed as the distance between target material and substrate, substrate temperature, oxygen pressure, total pressure and deposition rate. However, parameters which effect the microstructure of the film is the deposition rate, but this relation was not understood very well. In order to understand the variation of the superconducting properties while changing the deposition rate of the superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films, some samples have been prepared by using in-situ method at DC Inverted Cylindrical Magnetron Sputtering system by fixing the other parameters. The structural properties have been determined by using X-Ray Diffraction (XRD) and Atomic Force Microscopy (AFM), electrical properties have been examined by using resistance-temperature (R-T) measurements and magnetic

VIII

properties have been examined by using AC Magnetic Susceptibility (χ -T), Magnetisation (M-H) and Critical Current Density (J_C -H) measurements. As the result of these analyses, effects on the structure and orientation of the superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films, surface smoothness, superconducting temperatures, the magnetic responses in different magnetic fields and frequency and the effects on critical current density have been discussed.

Keywords: YBCO superconducting thin films, χ -T, M-H, J_C

IX

TEŞEKKÜR

Bu çalışma sırasında bilgisini ve deneyimlerini esirgemeyen değerli danışman hocam Doç. Dr. Mustafa TEPE'ye, sabırla beni dinleyen ve yönlendiren Prof. Dr. Nadide KAZANCI ve Prof. Dr. Doğan ABUKAY'a, deneysel ölçümlerde bana yardımcı olan Berrin P. ALGÜL, Dr. İlbeyi AVCI'ya, M-H ölçümlerimi almamda yardımcı olan Doç. Dr. Hüseyin SÖZERİ'ye (Tubitak -UME) ve desteklerini benden esirgemeyen çalışma arkadaşlarım ile aileme yürekten teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖZET.....	V
ABSTRACT	VII
TEŞEKKÜR.....	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ	XIV
ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)	XV
ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)	XVI
ÇİZELGELER DİZİNİ	XVII
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL BİLGİLER	6
2.1. 2.1 Sıfır Direnç	6
2.2. Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	8
2.2.1. Meissner Olayı	8
2.2.2. Tip I ve Tip II Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri	12
2.2.2.1. Girginlik Derinliği (λ)	14
2.2.2.2. London Denklemleri	16
2.2.3. BCS Teorisi	18
2.2.3.1. Koherens Uzunluğu (ξ)	21
2.2.4. AC Manyetik Duygunluk	21
2.2.5. Kritik Hal ve Bean Modeli	25
2.3. Yüksek Sıcaklık Süperiletken İnce Filmlerin Yapısı	32

XII

İÇİNDEKİLER (Devam)

2.4. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 'nin Yapısal Özellikleri.....	35
2.5. Yüksek Sıcaklık Süperiletken İnce Filmlerde Kullanılan Altlıkların Özellikleri.....	37
2.6. Yüksek Sıcaklık Süperiletken İnce Filmlerin Üretimi.....	38
2.6.1. Püskürtme Tekniği.....	41
2.6.1.1. DC Püskürtme	41
2.6.1.2. RF Püskürtme	44
2.6.1.3. Manyetik Püskürtme.....	45
2.6.1.4. Düzlemsel Manyetik Püskürtme	47
2.6.1.5. Ters Çevrilmiş Silindirik Hedef Manyetik Püskürtme	48
3. DENEYSEL YÖNTEM	53
3.1. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Süperiletken İnce Filmlerin Hazırlanması	53
3.2. Ölçüm Teknikleri	55
3.2.1. Elektriksel ve Manyetik Ölçüm Teknikleri	55
3.2.1.1. DC Direnç- Sıcaklık Ölçümü	55
3.2.1.2. AC Manyetik Duygunluk	57
3.2.1.3. Manyetizasyon (M-H) Ölçümü	60
3.2.1.4. Kritik Akım Yoğunluğu (J_c) Hesaplamaları	62
3.2.2. Yapısal Ölçüm Teknikleri	63
3.2.2.1. X-Işını Kırınımı (XRD).....	63
3.2.2.2. Atomik Kuvvet Mikroskopisi (AFM)	64

XIII

İÇİNDEKİLER (Devam)

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	65
4.1. Direnç-Sıcaklık (R-T) Ölçümü Sonuçları	65
4.2. AC Manyetik Duygunluk Ölçümü Sonuçları.....	68
4.3. Manyetizasyon (M-H) Ölçüm Sonuçları.....	73
4.4. YBCO süperiletken ince filimlerin Kritik Akım Yoğunlukları ..	76
4.5. X-Işını Kırınım (XRD) Ölçüm Sonuçları.....	80
4.6. Atomik Kuvvet Mikroskobu Yüzey Görüntüleri	84
5. GENEL SONUÇLAR.....	90
KAYNAKLAR.....	96
ÖZGEÇMİŞ.....	110

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa No</u>
2.1. Metallerin sıcaklık-direnç değişimi	7
2.2. Süperiletkenlerin direnç sıcaklık değişimi.....	8
2.3. Mükemmel iletkenin manyetik davranışı	9
2.4. Süperiletkenin manyetik davranışı.....	10
2.5. (a) Tip I ve (b) Tip II süperiletkenlerinin manyetik faz diyagramı (Masoliver, 2005)	11
2.6.Meissner etkisinin tam olduğu (ideal diyamanyetik) bir süperiletkende mıknatıslanmanın uygulanan manyetik alanla değişimi	12
2.7. Karışık halde manyetik akının süperiletkene nüfuz etmesi	13
2.8. Tip II süperiletkende bir girdap çizgisinin (girdap bölgesinin) yapısı.....	14
2.9. Yarı-sonsuz bir süperiletken içinde B manyetik alanının, örnek yüzeyinden olan x uzaklığı ile değişimi. Süperiletken madde kesikli çizginin sağındadır ve madde dışında ($x < 0$) manyetik alan B_0 dır.....	15
2.10.Karışık durumdaki süperiltken içerisine giren akı çizgilerinin şematik gösterimi (Masoliver, 2005).....	27
2.11. Akı çizgileri üzerine etkiyen Lorentz kuvvetinin ve E elektrik alanının şematik gösterimi.....	29
2.12. Akı çizgilerinin potansiyel kuyusu içindeki görüntüsü	31
2.13. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiğinin birim hücresi (a) tetragonal (b) ortorombik (Tepe ve diğ. , 2007)	36

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa No</u>
2.14. Katodik püskürtmede bir iyon bir katı hedef yüzeyine ulaştığında meydana gelen olaylar	43
2.15. Düzlemsel manyetik püskürtme şeması	48
2.16. Ters çevrilmiş silindirik hedef manyetik püskürtme sistemi şeması	49
3.1. YBCO süperiletken ince filmlerin üretim şeması	54
3.2. Direnç-sıcaklık ölçümünün şematik gösterimi	56
3.3. Örnek üzerindeki elektriksel kontaklar	57
3.4. AC manyetik duyunluk ölçümünün şematik çizimi	59
3.5. a) MPMS sisteminde örneğin yerleştirildiği ve manyetizasyon ölçümünün yapıldığı sistemin görüntüsü b) Manyetizasyon ölçümünün basitleştirilmiş şematik gösterimi	62
4.1. LaAlO_3 altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin R-T grafikleri	66
4.2. R-T eğrisinde normal bölgenin ekstrapolasyonu	67
4.3. LaAlO_3 altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin 1 ve 4 Oe AC manyetik alan altında alınan AC manyetik duyunluk-sıcaklık grafikleri	69
4.4. LaAlO_3 altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin sabit AC alanda, farklı frekanslara göre karşılaştırmalı grafiği	69

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa No</u>
4.5. LaAlO ₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin T= 50 K ‘deki M-H eğrileri	74
4.6. LaAlO ₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin T= 77 K ‘deki M-H eğrileri	75
4.7. LaAlO ₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin T= 50 K ‘deki J _c -H eğrileri	78
4.8. LaAlO ₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin T= 77 K ‘deki J _c -H eğrileri	78
4.9. (a) Altlık yüzeyinin normaliyle α açısı yapacak şekilde büyütülen (b) Altlık yüzeyine paralel olarak büyütülen YBCO süperiletken ince filmlerde akım yoğunluğunun akışının şematik gösterimi (Masoliver, 2005)	81
4.10. LaAlO ₃ altlıklar üzerine 2,0; 1,6 ve 1,2 nm/dk kaplama hızıyla kaplanan YBCO ince filmlerin XRD grafikleri	82
4.11. LaAlO ₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin(005) piki.....	83
4.12. LAO altlık üzerine 2 nm/dk kaplama hızıyla büyütülen YBCO ince filmin AFM fotoğrafları	86
4.13. LAO altlık üzerine 1,6 nm/dk kaplama hızıyla büyütülen YBCO ince filmin AFM fotoğrafları	87
4.14. LAO altlık üzerine 1,2 nm/dk kaplama hızıyla kaplama hızıyla büyütülen YBCO ince filmin AFM fotoğrafları	88

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa No</u>
2.1.Yüksek sıcaklık bakır oksit süperiletkenler	33
2.2. YBCO'nun tipik süperiletkenlik parametreleri.....	36
2.3.YBCO süperiletken filmler için kullanılan bazı altlıkların fiziksel parametreleri.....	38
4.1. LaAlO ₃ altlıklar üzerine farklı kaplama hızlarında büyütülen YBCO süperiletken ince filmlerin kritik sıcaklık, R (0) dirençleri ve R(300)/R(100) oranları	65
4.2. LaAlO ₃ altlıklar üzerine hazırlanan YBCO süperiletken ince filmlerin J _c kritik akım yoğunlukları.....	79
4.3. Örneklerin I(005)/I(006) ve FWHM değerleri.....	84
4.4.Örneklerin AFM ölçümlerinden elde edilen yüzey pürüzlülükleri	88

1. GİRİŞ

Süperiletkenliğin keşfi 20. yüzyılın en büyük bilimsel başarısıdır. 1911 yılında Hollandalı fizikçi Heike Kamerling Onnes tarafından keşfedilen bu olay, bazı maddelerin belirli bir sıcaklığın altına soğutulduğunda direncinin aniden sıfıra düşmesiyle kendini göstermektedir. Onnes'a bu keşfi 1913 yılında Nobel ödülü kazandırmıştır. Süperiletkenlik özelliği gösteren civa, kurşun, bizmut gibi metal elementler birkaç K'lık çok düşük sıcaklıklarda geçiş göstermektedir. Süperiletkenliğin keşfini takip eden 75 yıl boyunca süperiletkenliğin nasıl olduğunu anlamak ve daha yüksek sıcaklıklarda süperiletken olan yeni maddeler bulmak için birçok çalışma yapıldı. Daha yüksek sıcaklıklarda süperiletkenlik gösteren çeşitli alaşımlar bulunsa da hiçbirinin geçiş sıcaklığı 23 K'den daha yüksek değildi.

Süperiletkenliğin diğer önemli özelliği 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld tarafından keşfedildi. Meissner olayı olarak adlandırılan bu özellik, süperiletkenlerin kritik sıcaklık değerlerinin altında manyetik alanı dışlamasıdır.

Süperiletkenliğin mikroskopik teorisi ise 1957 'de J. Bardeen, L. Cooper ve R. Schrieffer tarafından geliştirildi. BCS teorisine göre örgü içerisinde iletimi sağlayan elektronlar birbirlerine çiftler halinde bağlıdırlar ve Cooper çiftleri olarak bilinirler.

Bir diğerk teoriksel gelişme 1962’de B. Josephson tarafından geliştirildi. Josephson, iki süperiletken madde arasında ince yalıtkan bir katmanın varlığında bir elektrik akımının akabileceğini teorik olarak öngördü. Günümüzde Josephson etkisi olarak bilinen bu tünelleme olayı çok düşük manyetik alanların bile ölçülebilmesini sağlayan Süperiletken Kuantum Girişim Cihazlarının (SQUID) temelini oluşturmaktadır. Josephson 1973 yılında bu keşfi ile Nobel ödülü almıştır.

1986 yılında ise süperiletkenlik alanında çok önemli olan bir buluş yapıldı. G. Bednorz ve A. Müler ‘in 30 K üzerinde süperiletken olan $\text{La}_{2-x}(\text{Ba},\text{Sr})_x\text{CuO}_4$ perovskit oksit yapıyı bulmasıyla daha yüksek sıcaklıklarda süperiletken olan bileşikleri bulmak için daha yoğun çalışmalar yapılmaya başlandı. 1987’de de Wu ve arkadaşları 92 K’de süperiletken olan $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) bileşiğini keşfettiler [Wu et al.,1987]. Bunu takiben birçok yüksek kritik sıcaklığa sahip yeni bileşikler bulundu. Sıvı azot sıcaklığında (77 K) süperiletken olan bileşiklerin elde edilmesiyle dünya çapında birçok bilim adamı bu alanda çalışma yapabilir hale geldi. Böylece süperiletkenlerin ticari uygulamalara yönelik çalışmaları hız kazandı.

Bu uygulamaların en önemlilerinden biri akı kuantalaşması ve Josephson etkisini birleştiren bir prensiple çalışan süperiletken kuantum girişim aygıtları (SQUID)dır. Beyin ve kalp dalgalarının incelenmesinde, maden, petrol ve jeotermal araştırma ve uçakların hasar tespitleri gibi birçok kullanım alanı bulunan SQUID’ler manyetik alanları çok duyarlı bir şekilde ölçebilmektedir. Bir diğerk önemli uygulama alanı ise

bolometrelerdir. Optiksel iletişim, spektroskopi, askeri amaçlı termal algılama ve biyomedikal uygulamalarda kullanılan Bolometreler sıcaklık değişimlerini milyonda bir mertebesine kadar gösterebilen ve kızılötesi ışınımın incelenmesinde kullanılan bir cihazdır.

Mikroelektronik uygulamalarda süperiletkenlerin ince film şeklinde olması gerekmektedir. Süperiletken ince filmler ile ilgili ilk çalışma Somekh ve arkadaşları tarafından 1987'de yayınlandı (Somekh et al., 1987). Bu yüzden bilimsel çalışmaların birçoğu ince film üzerine yoğunlaşmıştır (Mogro-Camperot et al., 1990; Wellstood et al., 1991; Young et al., 1992; Hung et al., 1995; Sarkar et al., 1999; Volodin et al., 2002; Saito et al., 2005; Mitchell et al., 2007; Kajino et al., 2009). Ancak yüksek kritik sıcaklığa sahip bu bileşiklerin epitaksiyel olarak ince film formunda büyütülmeleri oldukça zordur. Bu zorluklardan bazılarını; film büyütme sırasında bileşik içerisinde bulunan elementlerin doğru stokiyoimterik oranlarda oluşturulabilmesi, özellikle oksijene oldukça duyarlı olan YBCO bileşiği için uygun oksijen içeriğinin sağlanabilmesi ve filmde istenilen kristalografik yönelimin oluşturulabilmesi olarak sıralayabiliriz. Bu zorlukları ortadan kaldırabilmek ya da en az düzeye indirebilmek için birçok üretim tekniği geliştirilmiştir. Bu tekniklerden biri de DC manyetik püskürtme tekniğidir. Bu teknik yüksek enerjili parçacıklar (Ar^{+} iyonu gibi) ile hedef (target) malzemenin bombardıman edilerek buradan atom veya atom gruplarının koparılmasına dayanır. Koparılan atomlar uygun bir altlık (substrate) üzerine ince film olarak büyütülmektedir.

Püskürtme, endüstride geniş alanlı filmlerin üretiminde yaygın bir biçimde kullanıldığı için YBCO filmlerin kaplanması bu yöntem önemlidir. Gerçekte, püskürtme, YBCO filmlerin laboratuarlardaki küçük ölçekli üretimi için kullanılan en popüler metotlardan biridir (Pinto et al, 1990). Plazma şartları, film kalitesini oldukça belirgin bir şekilde etkilerken, kaplamanın düşük hızda olması ve plazma kontrolünün zorluğundan dolayı birçok önemli sorunun olduğu literatürde belirtilmektedir (Selinder, 1991). Ancak YBCO ince film kalitesine, altlık sıcaklığı, oksijen basıncı ve toplam basınç gibi kaplama parametrelerinin etkileri fazlasıyla çalışılmıştır (Norton et al, 1998; Singh et al, 1998). Bununla birlikte, kaplama hızı ve YBCO ince filmlerin mikro yapısı arasındaki ilişkide eksiklikler vardır (Zheng et al, 1991; Zhang et al, 1999). YBCO ince filmlerin püskürtme yöntemiyle büyütülmesinde birçok parametre etkili olmaktadır. Bunları termodinamik parametreler ve kinetik parametre olarak iki ana gruba ayırabiliriz. Altlık sıcaklığı, toplam basınç ve kısmi oksijen basıncı termodinamik parametreler, kaplama hızı ise kinetik parametre olarak adlandırılır. Filmin mikro yapısını en fazla etkileyen parametre ise kaplama hızıdır (Liu et al, 2001).

Püskürtme sistemiyle süperiletken film üretebilmek bu kadar çok ve etkili parametrelere bağlı olduğu için her birinin tek tek ve özenle incelenmesi gerekmektedir. Bu yüzden çalışmamızda bu parametrelerden en önemlisi olan kaplama hızı değiştirilerek diğer parametreler sabit tutuldu. Böylece bu parametrenin süperiletken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ince filmlerin süperiletken özelliklerine etkisi incelendi. Örnekler

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken filmler için uygun altlıklardan biri olan LaAlO_3 altıklar üzerine, “Ters Çevrilmiş Silindirik Hedef Manyetik Püskürtme” (DC Inverted Cylindrical Magnetron Sputter) sistemini kullanarak in-situ koşullarında hazırlandı. Elde edilen örneklerin yapısal özellikleri X-Işını Kırınımı Analizi (XRD) ve Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM) ile belirlendi. Elektrik ve manyetik özellikleri ise direnç-sıcaklık (R-T), AC manyetik duygunluk (χ -T), manyetizasyon (M-H) ve kritik akım yoğunluğu (J_c -H) ölçümleri ile incelendi. Böylece püskürtme sistemiyle hazırlanan YBCO süperiletken filmlerin kullanım amacına uygun ve kaliteli olarak üretilebilmesi için uygulanması gereken koşullar tespit edildi.

2. GENEL BİLGİLER

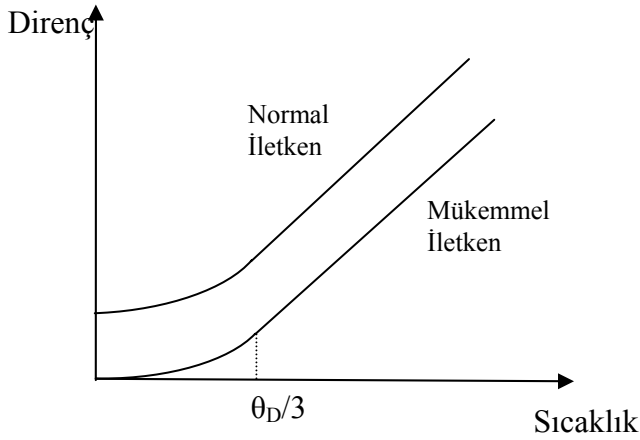
2.1.2.1 Sıfır Direnç

Bütün metal ve alaşımların soğutulduklarında elektriksel dirençleri azalır. Bunun nedenini anlayabilmek için iletkenlerde direncin oluşum sebeplerini incelemek gerekir. Bir iletken içindeki akım metal boyunca serbest hareket edebilen iletkenlik elektronları tarafından taşınır. Elektronlar dalga hareketine sahiptir ve metal boyunca hareket eden bir elektron, aynı doğrultudaki düzlem dalga ile temsil edilebilir. Metaller, atomların düzenli tekrar eden bir örgü üzerine yerleşmesiyle oluşan kristal bir yapıya sahiptir. Mükemmel bir kristalden akım geçirildiğinde, elektronlar dolayısıyla da akım dirençle karşılaşmadan akacaktır. Ancak, kristalin periyodikliğinde bir hata olursa elektronlar buradan saçılır ve böylece direnç ortaya çıkar. Bir kristal örgünün mükemmel periyodikliğini bozan ve dirence neden olan iki etken vardır. Mutlak sıfırın üzerindeki sıcaklıklarda atomlar titreşmeye başlarlar ve denge konumlarından sapma miktarları sıcaklığa bağlı olarak değişir. Ayrıca yabancı atomlar ve rastgele dağılmış olan diğer kusurlar da kristalin periyodikliğini bozar. Isısal titreşimler ve tüm safsızlıklar (veya eksiklikler) iletim elektronlarının saçılmasına neden olur ve bunun sonucunda elektriksel direnç artar.

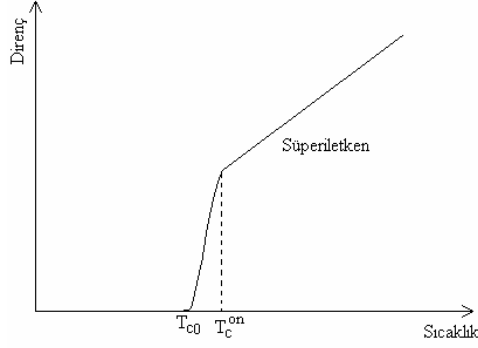
Sıcaklık azaldığında, atomların titreşimleri yüzünden oluşan sapma miktarlarının azalması sonucunda iletkenlik elektronları daha az sıklıkta saçılırlar. Ancak dirençteki azalma metalin karakteristik Debye sıcaklığının üçte biri sıcaklığına kadar lineerdir. Bu sıcaklıktan sonra,

direnç lineerliğini kaybeder (Şekil 2.1). Bu mükemmel olduğu kabul edilen örnek mutlak sıfıra kadar soğutulabilirse direnci sıfır olur. Ancak bu bir süperiletkenlik olayı değildir. Gerçek bir metal mükemmel olarak saf olamaz, yapısında bazı kusurlara sahiptir. Bu yüzden elektronlar, örgü atomlarının termal titreşimleri ile saçılmalarına ek olarak bu kusurlar ile de saçılırlar. Sonuç olarak Şekil 2.1 de görüldüğü gibi, çok düşük sıcaklıklarda bile var olan bu dirence artık (kalıcı) direnç denir ve metalin kirliliği ve kusurları arttıkça bu artık direnç de artar.

Süperiletkenlikte ise sıcaklık, mutlak sıcaklığın üstünde belirli bir değerde iletkenlerden farklı olarak, direnç aniden sıfıra düşer (Şekil 2.2). Bu sıcaklıktan sonrası “süperiletken hal” olarak adlandırılır.



Şekil 2.1. Metallerin sıcaklık-direnç değişimi



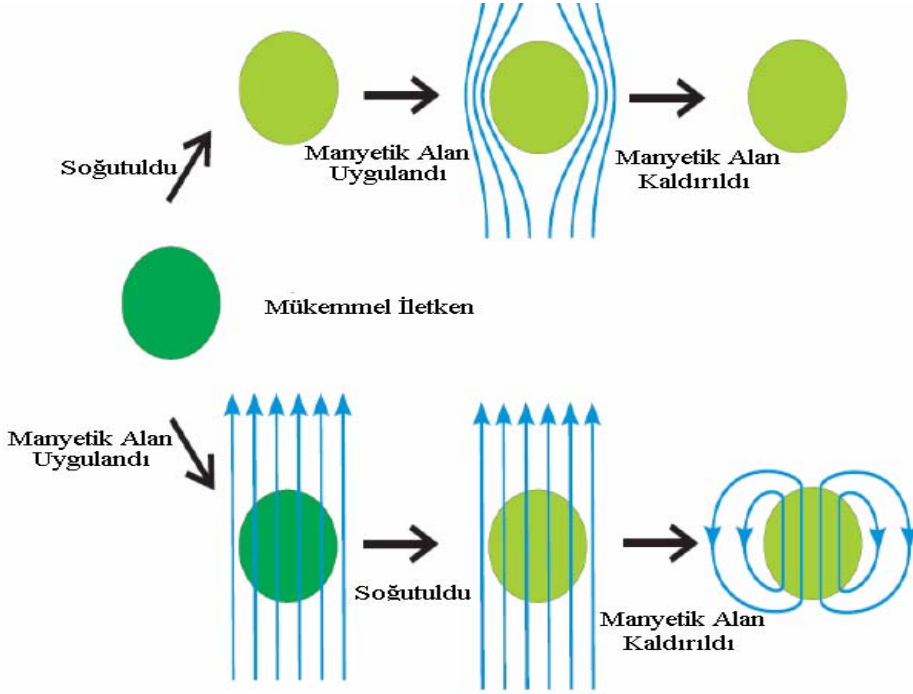
Şekil 2.2. Süperiletkenlerin direnç sıcaklık değişimi

2.2.Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

2.2.1.Meissner Olayı

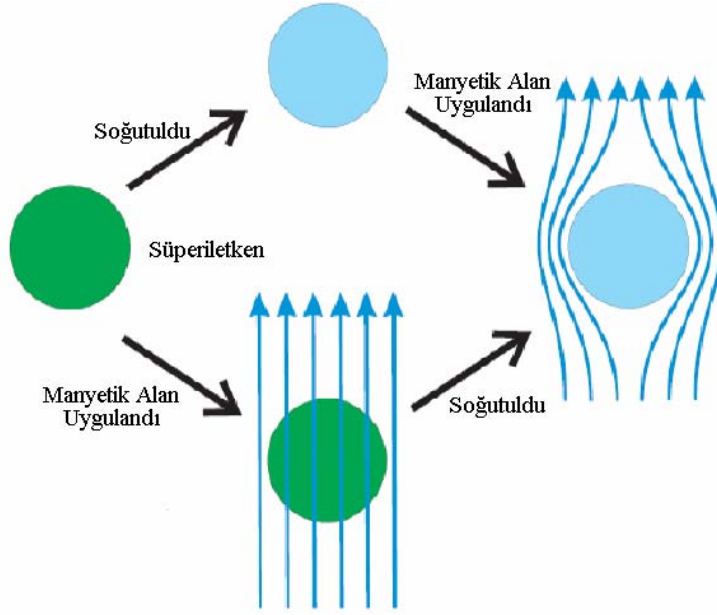
1933 de Meissner ve Ochsenfeld manyetik alan içindeyken geçiş sıcaklığının altına soğutulan kalay ve kurşunun, beklediklerinden farklı olarak, mükemmel iletken gibi davranmadıklarını gözlediler.

Mükemmel iletkenlerin, Şekil 2.3 'de görüldüğü gibi soğutulma ve manyetik alan uygulama sıralamasına göre davranışı değişmektedir. Manyetik alan yokken soğutulan mükemmel iletken alanı dışlar ve daha sonra alan kaldırıldığında da örnek içerisindeki manyetik alan sıfır olur. Eğer soğutulmadan önce örnek üzerine manyetik alan uygulanırsa mükemmel iletken içerisine manyetik alan girer ve soğutulduğunda da durumunu korur. Manyetik alan kaldırıldığında ise iletken içindeki manyetik alan değişmez.



Şekil 2.3. Mükemmel iletkenin manyetik davranışı

Süperiletkenler için durum daha farklıdır. Süperiletken haldeki bir metal, soğutma ve manyetik alan uygulama sıralamasına bağlı olmaksızın içerisine manyetik alanın girmesine asla izin vermemektedir (Şekil 2.4). Bu durumda süperiletken içerisinde her zaman $B=0$ olduğunu söyleyebiliriz. Manyetik alan her ne şekilde uygulanırsa uygulansın süperiletken içinde manyetik alanın bulunmadığı bu etkiye “Meissner Olayı” denir.



Şekil 2.4. Süperiletkenin manyetik davranışı

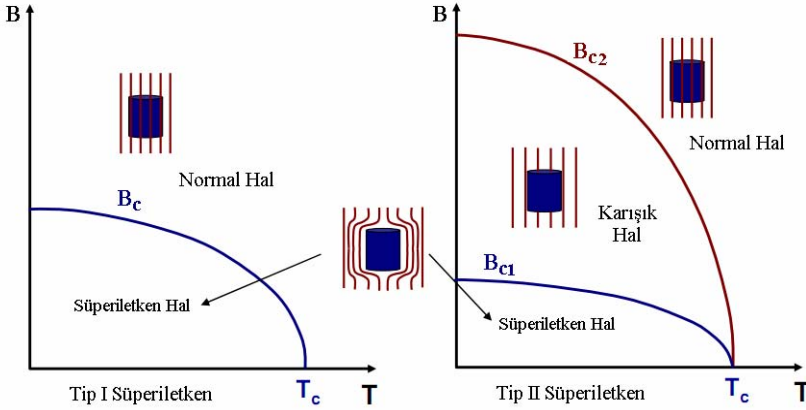
Meissner Olayı, süperiletkenlerin sadece sıfır dirence sahip olmadıklarını aynı zamanda mükemmel bir diyamanyetik madde olduklarını da göstermektedir.

Bir $\mathbf{B}$ manyetik alanında bulunan süperiletkenin T_c kritik sıcaklığı manyetik alan arttıkça azalmaktadır. Manyetik alan kritik bir $\mathbf{B}_C$ değerini aştığında, süperiletkenlik ortadan kalkar ve söz konusu madde sanki direnci olan normal bir iletken gibi davranır. Kritik manyetik alanın sıcaklıkla yaklaşık olarak

$$B_c(T) = B_c(0) [1 - (T/T_c)^2] \quad (2.1)$$

şeklinde değiştiği bulunmuştur. Bu eşitlikteki değişim Şekil 2.5 (a) 'da görülmektedir.

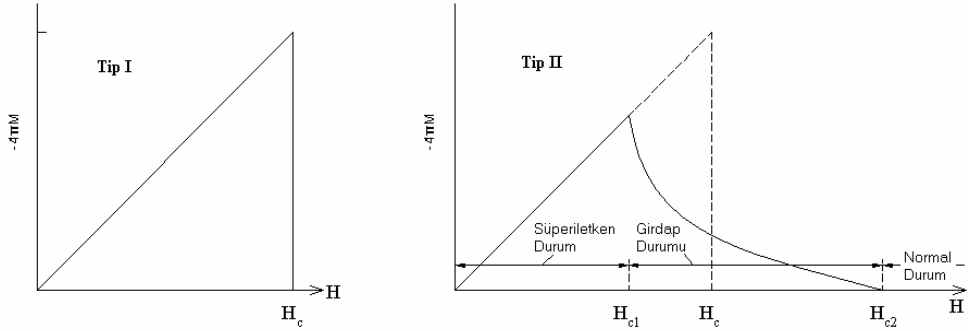
Bununla birlikte, süperiletkenler uygulanan manyetik alana karşı iki farklı şekilde tepki vermektedir. Bu yüzden süperiletkenler Tip I ve Tip II olarak iki gruba ayrılmaktadır. Kritik manyetik alan B_c , süperiletkenin iç bölgesindeki ideal diyamanyetiklik durumunu tamamen ortadan kaldırmak için uygulanması gereken en düşük manyetik alan şiddetidir. Bu kritik manyetik alan değeri tek olan örnekler Tip I Süperiletkenler denir. İki kritik alan değeri olan örnekler ise Tip II Süperiletkenler denir. Buradaki iki kritik manyetik alan değeri arasındaki bölgede ise süperiletken örnek karışık halde bulunur. Bu iki tip süperiletken arasında süperiletkenliğin oluşumu açısından bir fark yoktur.



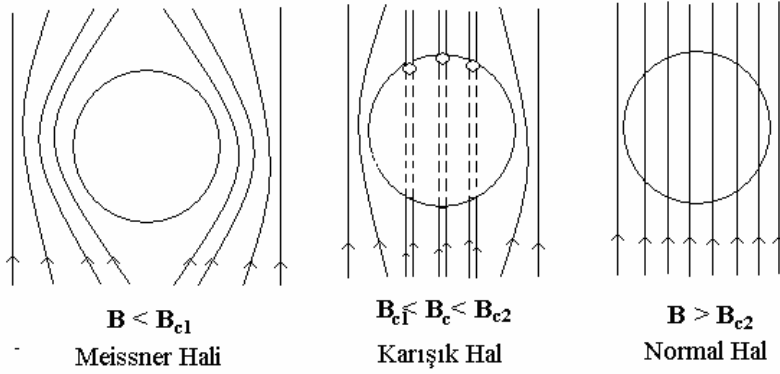
Şekil 2.5. (a) Tip I ve (b) Tip II süperiletkenlerinin manyetik faz diyagramı (Masoliver, 2005)

2.2.2. Tip I ve Tip II Süperiletkenlerin Manyetik Özellikleri

Tip II süperiletkenlerinde Şekil 2.6’da görüldüğü gibi Tip I süperiletkenlerinden farklı olarak B_{c1} ve B_{c2} olarak gösterilen iki kritik alan vardır. Yüksek geçiş sıcaklığına sahip süperiletkenler Tip II süperiletkenlerdir. Uygulanan alan, B_{c1} alt kritik alanından küçükse, madde tam olarak süperiletkendir ve Tip I süperiletkenlerde olduğu gibi örneğe manyetik alan giremez. B_{c1} ile B_{c2} kritik manyetik alan değerleri arasındaki alan değerlerinde örnek karışık halde bulunur. Karışık halde süperiletken madde sıfır dirence sahip olabilir ve manyetik alan kısmen nüfuz edebilir. Uygulanan alan, alt kritik alanı geçtiğinde, normal kısımlardan oluşan girdaplar oluşur. Uygulanan alanın şiddeti arttıkça girdap sayıları artar ve alan üst kritik alana ulaştığında, örnek tamamen normal hale geçer (Şekil 2.7).



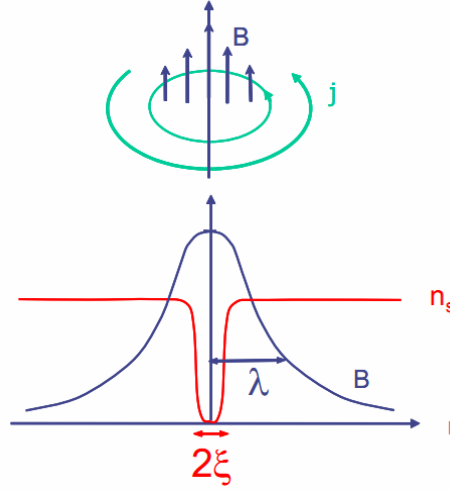
Şekil 2.6. Meissner etkisinin tam oluştuğu (ideal diyamanyetik) bir süperiletkende mıknatıslanmanın uygulanan manyetik alanla değişimi



Şekil 2.7. Karışık halde manyetik akının süperiletkene nüfuz etmesi

Karışık hali daha detaylı tanımlayabilmek için normal bölgeleri silindirik çekirdekler olarak düşünebiliriz. Karışık halde, aşırı akımlar girdap bölgeleri veya girdaplar olarak adlandırılan bu silindirik çekirdekleri çevrelemektedir. Manyetik alan, bu bölgelerin merkezinde maksimum olup, kenarlara doğru belirli bir girginlik derinliği (λ) ile üstel olarak azalır (Şekil 2.8).

Girdap çizgisi bir akım ilmeği ile çevrelenmiştir. B manyetik alanı akım çizisinin merkezinde maksimumdur. Dış kenarlara doğru gittikçe B karakteristik girginlik derinliğinde azalarak sıfır olur. Süperektron yoğunluğu n_s , kor bölgesinde ξ gibi bir yarıçap genişliğinden sonra azalır.



Şekil 2.8. Tip II süperiletkende bir girdap çizgisinin (girdap bölgesinin) yapısı (Avraham,2007).

2.2.2.1. Girginlik Derinliği (λ)

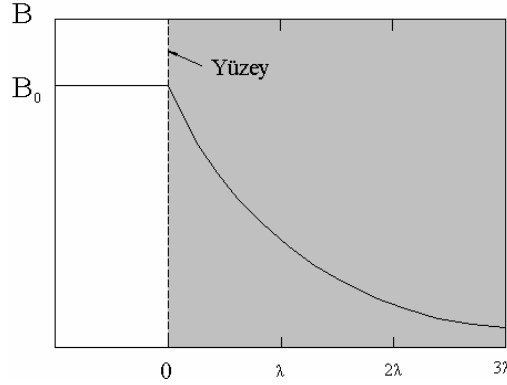
Süperiletken üzerine manyetik alan uygulandığında, içteki akıyı sıfırlamak için yüzeyinde perdeleme akımları oluşturur. Bu perdeleme akımları süperiletken yüzeyinde aniden sıfır olmaz, yüzeyden içeriye doğru azalarak kaybolur. Perdeleme akımlarının etkili olduğu bu kalınlık “girginlik derinliği” olarak adlandırılır. Şekil 2.9’da yarı sonsuz kalın bir süperiletken için, uygulanan bir B manyetik alanının kalınlıkla değişimi şematik olarak gösterilmektedir. B alanı derinlikle

$$B(x)=B(0)e^{-x/\lambda} \quad (2.3)$$

şeklinde değişir. Burada $B(0)$, süperiletkenin yüzeyindeki akı yoğunluğudur ve örnek yüzeyinden içeriye doğru gidildikçe üstel olarak azalmaktadır. λ ise girinlik derinliğidir ve sıcaklıkla değişir. Çok düşük sıcaklıklarda neredeyse sıcaklıktan bağımsızdır ve λ_0 gibi süperiletken malzemeye özgü bir değere sahiptir. Girinlik derinliği sıcaklıkla

$$\lambda(T) = \lambda_0 [1 - (T/T_c)^2]^{-1/2} \quad (2.4)$$

bağıntısıyla değişir. Sıcaklık, T_c kritik sıcaklık değerine yaklaştığında λ sonsuza gider. Yani uygulanan alan, madde içinde daha derin noktalara doğru nüfuz eder. Sonuçta da maddenin tamamını kapsayarak onun normal hale geçmesini sağlar.



Şekil 2.9. Yarı-sonsuz bir süperiletken içinde B manyetik alanının, örnek yüzeyinden olan x uzaklığı ile değişimi. Süperiletken madde kesikli çizginin sağındadır ve madde dışında ($x < 0$) manyetik alan B_0 dır.

2.2.2.2. London Denklemleri

Süperiletkenliğin elektrodinamik özelliklerini açıklayan ilk fenomenolojik teori London Teorisidir. London Teorisi, süperiletkenin temel özellikleri olan diyamanyetizma ve sıfır direnç olayını iki denklem ile açıklar.

London Teorisine göre, süperiletkendeki elektronlar n_s süper elektron ve n_n normal elektron grubunun yoğunluğu olarak iki grubun karışımı şeklinde tanımlanır. Bir süperiletkendeki toplam elektron yoğunluğu $n = n_s + n_n$ 'dir. Süperiletkenin sıcaklığı $T=0$ 'dan $T=T_c$ 'ye kadar arttırıldığında n_s süperiletken elektron yoğunluğu sıfıra düşer. Bu model süperiletkenin “iki akışkan” modeli olarak bilinir. Hareketli süper elektronlar direnç ile karşılaşmazlar. Bu akımlar, süperiletken içerisinde elektrik alan oluşturmazlar. Eğer oluşturmuş olsalardı, süperiletken içerisindeki elektronlar sonsuza kadar ivmelenirlerdi. Bu yüzden durgun sistemde, elektrik alanı olmadığında normal elektronlar hareketsizdir.

Süperiletken bir metalde süperelektronlar hareketlerine engel olan hiçbir dirençle karşılaşmazlar. Dolayısıyla metale bir E elektrik alanı uygulanırsa elektronlar bu uygulanan alanın etkisiyle sürekli hızlanırlar.

$$m \cdot \frac{d\vec{g}_s}{dt} = e \cdot \vec{E} \quad (2.5)$$

burada v_s süperelektronların hızı, m ve e ise sırasıyla kütlesi ve yüküdür. Eğer birim hacimde v_s hızıyla hareket eden n_s kadar elektron varsa akım yoğunluğu

$$\vec{J}_s = n_s e \vec{\mathcal{G}}_s \quad (2.6)$$

olur. Bu iki denklemi birleştirirsek;

$$m \frac{d\vec{\mathcal{G}}_s}{dt} = e\vec{E} \quad \Longrightarrow \quad m \left(\frac{1}{n_s e} \frac{d\vec{J}_s}{dt} \right) = e\vec{E} \quad (2.7)$$

$$\frac{d\vec{J}_s}{dt} = n_s e \frac{d\vec{\mathcal{G}}_s}{dt} \quad \Longrightarrow \quad \vec{E} = \frac{m}{n_s e^2} \frac{d\vec{J}_s}{dt} \quad (2.8)$$

Her iki tarafın rotasyoneli alınırsa;

$$\vec{\nabla} \times \frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (2.9)$$

olur. Burada $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{B}}{dt}$ olarak yazabiliriz. Bu denklemi 2.8’de yerine yazarsak;

$$\vec{\nabla} \times \frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \left(-\frac{1}{c} \frac{d\vec{B}}{dt} \right) \Longrightarrow \frac{mc}{ne^2} \vec{\nabla} \times \vec{J} + \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$

B'yi vektör potansiyeli cinsinden $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ olarak yazacak olursak, London denklemini

$$\vec{J} = -\frac{ne^2}{mc} \vec{A} \quad (2.11)$$

şeklinde yazabiliriz.

2.2.3. BCS Teorisi

Süperiletkenlerin bilinen özelliklerine dayanan birçok teori ileri sürülmüştür. Ancak bu teorilerden hiçbiri süperiletken hale nasıl geçildiğini, elektronların örgü kusurları ve safsızlıklar tarafından neden saçılmadıklarını açıklayamamaktadır. Süperiletkenliğin teorisinin kurulmasında deneysel gözlemler önemi bir rol oynamaktadır. 1950'lerde Maxwell ve Reynolds tarafından keşfedilen izotop etkisi (E. Maxwell, 1950; Reynolds et. al., 1950), aynı elementin izotoplarının farklı süperiletken geçiş sıcaklıklarına sahip olduklarını göstermiştir ve doğru bir süperiletken teorisi geliştirme yolunda çok önemli bir adım olmuştur. Atomik kütlenin artmasıyla kritik sıcaklık azalmaktadır. Civanın atomik kütlesi 199.5 ten 203.4' e değiştiğinde $T_c = 4.18'$ ten 4.14 K' e inmiştir. Saf metallerde, kritik sıcaklığının metal izotopunun kütlesine bağımlılığı

$$T_c \propto M^{-1/2}$$

olarak ifade edilmektedir. "İzotop Etkisi" olarak adlandırılan bu sonuç elektron-örgü etkileşmesinin süperiletkenlikle yakından ilişkili olduğunu

gösterir. Aksi durumda, geçiş sıcaklığının çekirdekdeki nötronların sayısına bağlı olmasının başka bir nedeni yoktur. Süperiletkenlik olayına sebep olan fiziksel mekanizma kristal atomlarının termik titreşim hareketleriyle, yani ses hızı, Debye sıcaklığı gibi fonon olayları ile yakından ilişkilidir. Bilindiği gibi sesin katılardaki yayılma hızı, yoğunluğun karekökü ile ters orantılıdır.

1957’de Bardeen, Cooper ve Schrieffer tarafından ortaya atılan ve BCS teorisi olarak adlandırılan mikroskobik teori (Bardeen et. al., 1957) , düşük sıcaklık süperiletkenlerin davranışını açıklamaktadır. BCS teorisi, elektron- fonon etkileşmesinin elektronlar arasında nasıl bir çekim kuvveti oluşturduğunu göstermektedir. Bu teorinin ana teması, aralarında bir tür çekici etkileşme bulunan iki elektronun, bağlı bir durum oluşturmaya dayanmaktadır. Bir elektron, örgü içindeki pozitif yüklü örgü iyonları içerisinde geçerken, iyonları kendine doğru çeker. Böylece bu bölgede pozitif yük yoğunluğu artar. İyon henüz denge konumunu sağlayamamışken, hemen arkadan gelen ikinci bir elektron bu bölgeye doğru çekilir. Dolayısıyla pozitif iyon aracılığı ile iki elektron arasında çekici bir kuvvet oluşur. Böylece, elektronlar Cooper çifti oluşturacak şekilde birbirine zayıf bağlanırlar. Bu etkileşimin sonucunda, metalin elektronik sistemi tek elektron kuantum halinden çıkıp elektron çiftlerinden (Cooper çiftleri) oluşan minimum enerji haline yani süperiletken hale geçer. BCS teorisinde, temel durum oldukça düzenlidir ve bütün elektron çiftleri aynı kütle merkezi hareketine sahiptir. Materyal normal haldeyken saçılmaya uğrayan tek elektronlar süperiletken haldeyken çift halinde kilitlenmeleri yüzünden aynı saçılmaya

uğramazlar, böylece dirençsizlik meydana gelir. Süperiletken hali sağlayacak kadar Cooper çiftinin oluşması için elektron ve fonon arasındaki etkileşmenin ve Fermi enerji seviyesinin altındaki elektron sayısının, fazla olması gerekmektedir. Bir dış elektrik alan olmadığı sürece bir Cooper çifti eşit fakat zıt momentum ve spinlere sahiptir. Cooper çiftini oluşturan elektronlar tek başlarına Pauli ilkesine uymalarına rağmen Cooper çiftini oluşturduktan sonra Pauli ilkesine uymazlar ve tek bir tanecik gibi hareket ederler. Bu durumda süperiletken için en düşük enerji hali, Cooper çiftinin toplam momentumunun ve spininin sıfır olması ile gerçekleşir. Bütün Cooper çiftleri aynı kuantum durumuna kilitlenmişlerdir. Bu durum sistemi makroskobik seviyede dev bir kuantum mekaniksel sisteme dönüştürür. Böylece atom ve moleküller mikroskobik ölçekte kuantum davranışı göstermelerine karşılık süperiletkenler, makroskobik ölçekte kuantum davranışı göstermektedirler.

BCS teorisi, süperiletkenlik davranışını, enerji düzeyleri ile açıklamaktadır. Bu düzeyler taban durumu ile uyarılmış durumlar arasındaki enerji aralığının varlığı ile tanımlanmaktadır. E_g enerji aralığı bir Cooper çiftinin kırılması için gereken enerji aralığını temsil etmektedir. Sıcaklık 0 K'de iken E_g enerji aralığı $E_g = 3,53 kT_C$ ile tanımlanmaktadır. Dolayısıyla enerji aralığı büyük olan süperiletkenlerin T_c kritik sıcaklıkları daha yüksek olacaktır.

2.2.3.1. Koherens Uzunluğu (ξ)

Süperiletkenlikle ilgili önemli parametrelerden biri de Koherens uzunluğu (eş uyum uzunluğu) olarak bilinen ξ ' dir. İlk olarak 1953 yılında Pippard (Pippard, 1953) tarafından ortaya atılan Koherens uzunluğu(ξ), üzerinde süperiletkenliğin oluşturulabildiği veya yok edilebildiği en küçük boyut olarak düşünülebilir. Başka bir şekilde de, koherens uzunluğuna, üzerinde Cooper çiftindeki elektronların birlikte kalabildiği uzunluk olarak bakabiliriz.

Koherens uzunluğu girinlik derinliğinden büyükse madde Tip I süperiletkendir. Diğer taraftan $\frac{\lambda}{\xi}$ oranının artması yani girinlik derinliğinin büyümesi, Tip II süperiletkenliğini ortaya çıkarır. Bir metaldeki ortalama serbest yol, metale safsızlıklar katılarak kısaltılabilir. Metalde safsızlıklar eklendikçe, girinlik derinliği artar, koherens uzunluğu azalır. Bu şekilde, bir metale başka bir metal ekleyerek, metalin Tip I'den Tip II'ye değişimi sağlanabilir. Örneğin kurşuna %2 oranında indiyum katılırsa, geçiş sıcaklığında çok az bir değişikliklerle, I. türden II. türe geçtiği görülmektedir. Bu küçük miktardaki alaşım katkısı kurşunun elektronik yapısını hiç değiştirmedeği halde, süperiletken durumdaki manyetik davranışını kökten değiştirir.

2.2.4. AC Manyetik Duygunluk

Manyetik alanda bulunan bir cisim manyetik moment (m) kazanır. Manyetik moment üç ana kısımdan oluşur; elektronların sahip oldukları

spin, çekirdek etrafındaki yörünge açısal momentumları ve uygulanan manyetik alanın etkisi ile ortaya çıkan yörünge momenti değişimi. Ölçülen manyetik alan örneğin içinde indüklenen alandır. Farklı maddeler veya farklı boyutlardaki örnekler arasındaki farklılıklar yüzünden, incelenen makroskobik nicelik, birim hacim veya birim kütle başına manyetizasyon veya net manyetik momenttir. M , hacim manyetizasyonu:

$$M = m/V \quad (2.12)$$

olarak tanımlanır.

M manyetizasyonunun H manyetik alan şiddetine oranı duygunluk olarak tanımlanır:

$$\chi = M/H \quad (2.13)$$

Manyetik duygunluk χ , maddenin uygulanan alana tepkisinin ne olduğunu ve dolayısıyla nasıl bir manyetik madde olduğunu anlamamızı sağlar.

Manyetizasyon ölçümünde, uygulanan alan örneğin manyetize olmasına sebep olur. Farklı DC alan (H_{dc}) uygulanarak yapılan manyetizasyon deneyinde m momentinin değeri alanın fonksiyonu olarak ölçülür ve böylece manyetizasyon eğrisi (m veya M 'nin H_{dc} 'ye göre) belirlenir. Ölçüm sırasında genellikle özdeş iki bobin kullanılmaktadır. Bunlardan birincisi örnek üzerine manyetik alan uygulayan sürücü bobin

ikincisi ise uygulanan alanın örnek üzerinden geçtikten sonraki büyüklüğünü ölçen algılama bobinidir. Uygulanan manyetik alan (H_{dc}) sabit olduğu için sinyal gelmeyecektir (Faraday Kanunu). Algılama bobini ile eşleşen örneğin akısı, örnek hareket ettirilirse değişir. Durgun veya DC duygunluk, manyetizasyonun uygulanan alana oranı olan (2.13) denklemiyle belirlenir.

$$\chi_{dc}=M/H_{dc} \quad (2.14)$$

Eğer uygulanan AC alan ise, örnek sürücü bobin ile algılama bobininin merkezine yerleştirilir. Bu durumda örneğin manyetik momenti, uygulanan alternatif alan çevrimini takip edecektir. Sonuç olarak, alternatif akımla ilişkili olarak, akıdaki herhangi bir değişim, sadece örneğin değişen momenti (dm) sebebiyle olur. AC duygunluk (2.12) ve (2.13) denklemleriyle belirlenir.

$$\chi_{ac}=dm/VH_{ac} \longrightarrow dM/dH \quad (2.15)$$

Buradan AC duygunluk, manyetizasyon eğrisinin (M 'e karşı H) eğimidir. Manyetizasyondaki değişimleri belirleyen AC duygunluk tekniği dM/dH la belirlendiği için diferansiyel duygunluk olarak da adlandırılır.

AC manyetik duygunluk ölçümlerinde uygulanan AC manyetik alana karşı örneğin tepkisi incelenmektedir. Kompleks duygunlukta ($\chi'+i\chi''$), χ' , duygunluğun gerçel kısmı, χ'' ise sanal (faz dışı) kısmı

olarak tanımlanır. χ'' sanal bileşeni enerji kaybı yani örnek tarafından AC alandan soğurulan enerji ile ilişkilidir (Youssif et al., 2000).

Bir $H(t)=h_0 \sin(\omega t)$ dış manyetik alana maruz kalan süperiletken örneğin manyetik davranışına bağlı olarak alandan kaynaklanan manyetizasyonun zamana göre değişimi,

$$M(t)=h_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\chi' \sin(n\omega t) - \chi'' \cos(n\omega t) \right] \quad (2.16)$$

olarak genelleştirilir. Bu denklem harmonik duygunluğu tanımlar ve $n=1$ için temel harmonik, $n=2, 3, 4, \dots$ için ise yüksek harmonik duygunluk olarak adlandırılır.

AC manyetik duygunluk, örneğin bulunduğu hassas algılama bobininden (ikincil bobin) elde edilen çıkış gerilimini ölçer. Bu gerilim manyetizasyonun değişim hızıyla orantılıdır:

$$V(t) \propto \frac{dM(t)}{dt} \propto \omega h_0 \sum_{n=1}^{\infty} n \left[\chi' \cos(n\omega t) + \chi'' \sin(n\omega t) \right] \quad (2.17)$$

Burada $\omega h_0 \propto V_0$ 'dır, süperiletkenin bobinde bulunmadığı durumdaki gerilimdir, dolayısıyla,

$$V(t)=V_0 \sum_{n=1}^{\infty} n \left[\chi' \cos(n\omega t) + \chi'' \sin(n\omega t) \right] \quad (2.18)$$

olarak bulunabilir. Birinci harmonikler ($n=1$) dikkate alınır ve $\chi_1' = \chi'$, $\chi_1'' = \chi''$ olarak tanımlanırsa elde edilecek gerilim,

$$V(t) = V_0 [\chi' \cos(\omega t) + \chi'' \sin(\omega t)] \quad (2.19)$$

olur. İkincil bobinden ölçülen voltaj ile duygunluğun gerçel ve sanal kısımları arasında aşağıdaki bağıntılar elde edilebilir.

$$\chi' = \frac{\alpha V'}{Hf} \quad \text{ve} \quad \chi'' = \frac{\alpha V''}{Hf} \quad (2.20)$$

Burada α sistemin kalibrasyon sabiti, f AC manyetik alanın frekansı, V' ile V'' de bobinde ölçülen gerilim değeridir.

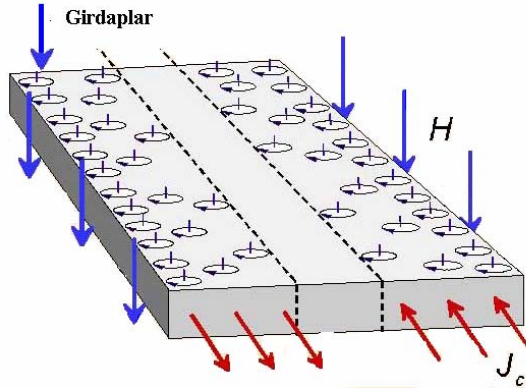
2.2.5. Kritik Hal ve Bean Modeli

Tip II süperiletkenlerde uygulanan manyetik alanın bir fonksiyonu olarak mıknatıslanmanın ilk tanımlanması C.Bean tarafından 1960'lerde verildi (Bean, 1962; Bean, 1964). Mıknatıslanma manyetik alanın nüfuz ettiği yerlerde oluşan sabit kritik akım yoğunluğunu kullanılarak hesaplandığı için bu model, kritik hal modeli olarak adlandırılmıştır. Orijinal Bean Model'inde, akım yoğunluğu yerel manyetik alanın büyüklüğünden bağımsızdır ve kararlı durumda katı bir süperiletkenin manyetik özelliklerini tarif eder. Çünkü malzeme içerisindeki manyetik akıdaki herhangi bir değişim indüklenmiş bir elektrik alan oluşturur. Bu durumda, elektrik alanın varlığı süperiletkende bir direncin ortaya çıkmasına sebep olur. Geleneksel süperiletkenlerde bu çok küçüktür ve

genellikle ihmal edilebilirler. Bean kritik hal modeli tip II süperiletkenlerin manyetik karakteristiklerinin incelenmesinde başarılı bir şekilde kullanılmaktadır. Bununla birlikte, yüksek manyetik alanlarda model sonuçlarının deneysel sonuçlardan sapma gösterdiği tespit edilmiştir. Geleneksel süperiletkenler için bu sapmanın nedeni kritik akım yoğunluğunun manyetik alana bağımlılığından kaynaklandığı şeklinde açıklanmıştır. Bu bağımlılığın yüksek sıcaklık süperiletkenleri için düşük manyetik alanların varlığında da etkili olduğu bilinmektedir. Kritik akım yoğunluğunun manyetik alan bağımlılığı dikkate alınarak Kim ve ark. tarafından Bean modeli geliştirilmiştir (Kim et al.,1962). Alan bağımlılığının hesaplara dahil edilmesi modelden elde edilen akım yoğunluğu değerleri ile taşıma akım değerleri arasında iyi bir uyum olmasına katkıda bulunmuştur. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin tanecikli yapıya sahip olmalarından dolayı, Bean modelinin bu tip süperiletkenlere uygulanması kuşku ile karşılanmıştır. Ancak yeterince düşük manyetik alanlarda, tanecikler arası kritik akım yoğunluğu manyetik alandan bağımsız olarak kabul edilebildiği durumlarda Bean modeli iyi bir yaklaşım olarak kullanılabilmektedir. Alan bağımlılığını dahil eden diğer kritik durum modelleri ise, daha çok yüksek manyetik alanlarda deney ile teori arasında iyi bir uyum için kullanılması öngörülmektedir.

Bean modelini daha detaylı olarak tanımlayabilmek için karışık haldeki tip II süperiletkeni göz önüne almalıyız. Düşük kritik manyetik alandan daha büyük bir manyetik alanın uygulandığı durumda manyetik akı süperiletken malzeme içerisine Φ_0 ve katları şeklinde girerek akı

çizgilerini (girdapları) oluşturur. Şekil 2.10 'da böyle bir durum gösterilmektedir. Her bir girdap, $\Phi_0 = h/2e = 2,067 \times 10^{-15}$ Weber kadar manyetik akı taşır. Uygulanan alan arttırıldığında malzeme içerisinde akı artar ve üst kritik manyetik alan değerinden daha büyük olduğunda malzeme tamamen normal hale geçer.



Şekil 2.10. Karışık durumdaki süperiletken içine giren akı çizgilerinin şematik gösterimi (Masoliver, 2005)

Karışık haldeki süperiletken üzerine bir I akımı uygulanırsa akı girdapları üzerine Lorentz kuvveti etki eder (Şekil 2.11).

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (2.27)$$

Bu kuvvet akı girdaplarının merkezindeki normal haldeki elektronların hareket etmesine sebep olacaktır. Böylece, hareket eden akı girdapları Maxwell denkleminde uygun olarak bir elektrik alan meydana getirecektir.

$$\vec{E} = \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.28)$$

Bu yüzden uygulanan dış manyetik alan B_{C1} 'i aştığında, J akım yoğunluğu enerji kaybına sebep olur. Bu enerji kaybı süperiletkende oluşan dirence eşittir. Bu yüzden kusursuz Tip II süperiletkenleri için B_{C1} 'den büyük bir B dış alanında kritik akım sıfırdır. (Yüksek T_C 'li Tip II süperiletkenlerinde B_{C1} birkaç Gauss değerindedir.) Dolayısıyla pratik uygulamaların olabilmesi için Tip II süperiletkenlerinde akı çizgilerinin hareketini engelleyen bir mekanizma olmalıdır. Böyle bir mekanizma örnekteki akı çizgilerini belirli bölgelere sabitlediği için “akı çivileme kuvveti” (F_p) olarak adlandırılır. İğneleme kuvvetinin varlığında

$$\vec{E} = \frac{d\Phi}{dt} = 0 \quad (2.29)$$

olur. Akı çivileme kuvveti (F_p), Lorentz Kuvvetine (F_L) eşit veya daha büyük olduğu sürece akım süperiletkenden dirençsiz olarak akacaktır. Denklem (2.27) ile bağlantılı olarak maksimum akı çivileme kuvveti

$$\vec{F}_p = \vec{J}_C \times \vec{B} \quad (2.30)$$

olmalıdır. Burada J_C , Tip II süperiletkenler için akı çizgilerinin (girdapların) Lorentz Kuvvetinin etkisiyle sabitlendikleri yerden kopmaya başladıkları kritik akım yoğunluğu olarak adlandırılmaktadır. Dolayısıyla $J > J_C$ olduğunda örnek dirençli hale geçecektir.

d^3 gibi bir hacimde ξ koherens uzunluğundan daha büyük çivileme merkezleri veya oldukça fazla homojensizlik olursa akı demetinin çivilemesi bir serbest enerji engeline sebep olur;

$$\Delta F_{\max} = (F_n - F_s) d^3 = (B_c^2 / 2\mu_0) d^3 \quad (2.31)$$

Burada F_n ve F_s normal ve süperiletken durumların serbest enerji yoğunluğu ve B_c , kritik manyetik alandır.

Ayrıca burada bir B dış manyetik alanı olduğu zaman J akı akışı ve akı demetinde de $(-JBd^3)$ kuvveti indükleneyecektir. Akı demetindeki toplam akı Φ_B ise, bu akı, serbest enerjide, $(-J\Phi_B d)$ gibi bir dağılıma sebep olacaktır. Burada serbest enerji engelini genişliğini d olarak alırsak, serbest enerjiye $(-J\Phi_B d)xd = -J\Phi_B d^2$ gibi bir katkı olur. Böylece engelin serbest enerjisi aşağıdaki eşitliğe indirgenir;

$$\Delta F \approx (B_c^2 / 2\mu_0) d^3 - J\Phi_B d^2 \quad (2.32)$$

Akı çizgilerinin iğnelenmesi birkaç noktada veya noktalar boyunca olabilir. Birim hacim başına çivileme kuvveti;

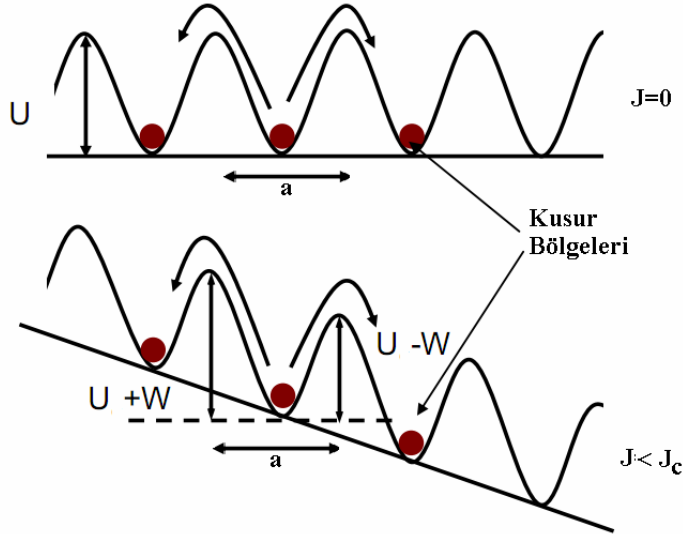
$$F_p = J_c(B, T) B \quad (2.33)$$

Kritik akım yoğunluğu J_c , T sıcaklığında ve B manyetik alanında serbest akı akışına sebep olur. Böylece çivileme bölgesi başına uygulanan kuvvet, $F_p V$ olur. Burada V , çivileme merkezleri olarak görev yapan bölgelerin hacimidir. U çivileme potansiyelinin x eksenini boyunca

genişliği olarak kabul ettiğimiz “a” mesafesi, termal olarak aktiflenmiş bir sıçramada akı çizgisi tarafından katedilen uzaklığı temsil eder. Böylece $F_p V_a$, her bir bölge ile ilişkili olan potansiyeldir.

Akı çizgileri B uygulanan manyetik alanı içinde derinliği U ve genişliği a olan potansiyel kuyuları içinde tutulursa bir çizgi üzerindeki kuvvet JBV olur. Burada J, Lorentz kuvveti ile indüklenen akım yoğunluğudur ve potansiyel kuyusu, akı çizgileri üzerine etkiyen Lorentz kuvveti yüzünden $U-JBV_a$ yüksekliğine indirgenir (Şekil 2.12). Herhangi bir dış kuvvetin olmaması halinde, U çivileme potansiyelidir ve J_c kritik akım yoğunluğu ile ilişkilidir (Nikolo,1993);

$$U = J_c B V_a \quad (2.34)$$



Şekil 2.12. Akı çizgilerinin potansiyel kuyusu içindeki görüntüsü (Masoliver,2005). W, uygulanan manyetik alan (B) yüzünden oluşan Lorentz kuvvetine karşı yapılan işi temsil eder ve $W=JBV_a$ ile verilir.

Akı sıçraması için aktivasyon enerjisi olan $U(B,T)$ akım yoğunluğuna logaritmik olarak bağlıdır (Maley et al., 1990; Kung et al., 1993). Aktivasyon enerjisinin uygulanan alanın ve oksijen eksikliğinin artmasıyla düştüğü de belirtilmiştir (Sun et al.,1995)

2.3. Yüksek Sıcaklık Süperiletken İnce Filmlerin Yapısı

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin epitaksiyel olarak ince film formunda büyütülmeleri oldukça zordur. Bu zorluklardan bazıları, büyütme sırasında elementlerin doğru stokiyometrik oranlarda birikmemesi, uygun miktarda oksijen içeriğinin sağlanamaması ve filmde istenilen kristalografik yönelimin elde edilememesi olarak söylenebilir. Özellikle yüksek sıcaklık süperiletkenleri en az dört elementten meydana gelmeleri stokiyometrik olarak çok küçük bir hata kimyasal yapılarının bozulmasına sebep olmaktadır (Avcı,2002).

Yüksek sıcaklık ince filmler konusunda yapılan ilk çalışma 1987 yılında yayınlandı (Somekh et al.,1987). Kısa bir süre sonra yüksek kritik sıcaklık ve yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip ince filmler üretilmeye başlandı (Enomoto et al., 1987). Bunu takiben epidaksiyel yüksek sıcaklık süperiletken filmler üzerine önemli bir çaba harcanmıştır (Wördenweber et al., 1999) ve dünya çapında birçok çalışma rapor edilmiş ve birçok elektronik devre YBCO ince filmlerle üretilmiştir (Kong et al., 2006).

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin büyük bir kısmı bakır tabanlı oksit süperiletkenlerdir. Çizelge 2.1’de en çok çalışılan yüksek sıcaklık süperiletkenleri verilmiştir.

Çizelge 2.1. Yüksek sıcaklık bakır oksit süperiletkenler (Beasley et al.,1989)

Bileşik	T _c (K)	Cu-O Tabaka sayısı
(La-Sr) ₂ CuO ₄	40	1
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	95	2
YBa ₂ Cu ₃ O ₈	81	2
Bi ₂ Sr ₂ CuO ₆	12	1
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	90	2
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110	3
Tl ₂ Ba ₂ CuO ₆	90	1
Tl ₂ Ba ₂ CaCu ₂ O ₈	110	2
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	122	3

Listedeki maddelerin her biri ince film formunda üretilebilir. Cu ve O atomlarında orbitaller üst üste olduğu için iletim olur, fakat tabakalı yapısı yüzünden süperiletken madde oldukça anizotropiktir. Tabakalı yapı, nadir toprak elementlerinin oluşturduğu yalıtkan ve düzlemsel olarak düzenlenmiş iletken Cu-O tabakalarının üst üste sıralanmasıyla oluşmuştur. Bu maddeler, perovskit bir yapıya sahiptirler ve iletim bu tabakalardan sağlanmaktadır (Beasley et al., 1989).

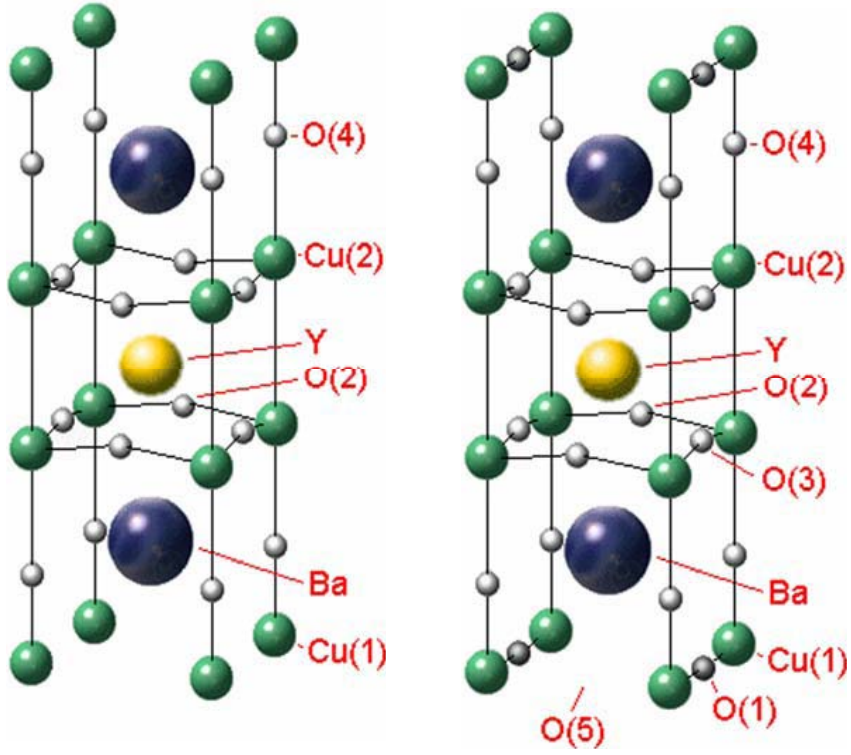
Yüksek sıcaklık süperiletken ince filmler, süperiletken elektronik aygıtların temelini oluşturmamasından dolayı büyük bir öneme sahiptir. Elde edilecek aygıtın gereksinimlerine göre, yüzey pürüzlülüğü, kritik sıcaklık ve kritik akım değerleri optimize edilmiş ve uygun performansa sahip YBCO süperiletken filmlerin üretiminde birçok farklı yöntem kullanılmaktadır. Bu yöntemler, in-situ veya ex-situ olarak adlandırılan iki farklı metot ile birlikte uygulanmaktadır. Filmleri ex-situ tavlama ile hazırlama işleminde, metalik elementler, oksijen veya flor bileşikleri formunda yaklaşık olarak doğru kompozisyonda, amorf olarak çökeltilir. Eğer uygun altlık üzerine çökeltme işlemi yapılmışsa, hemen ardından yüksek sıcaklıkta (YBCO için 850–900 °C) oksijen veya hava atmosferinde tavlama ve film tekrar polikristal formunda kristalleştirilir (Naito, 1987; Pinto, 1990). Çökeltme işleminden sonra çok uzun ve önemli adımlar gerçekleşmesi gerektiğinden böyle bir teknik büyütme için ikincil öneme sahiptir. In-situ büyütme işleminde, film kristal formda çökeltilir ve doğru oksijen stokiometrisinin tamamlanması için, bazen düşük sıcaklıkta tavlama gerekse bile, büyütmeden sonra önemli bir örgü düzenlemesi gerektirmez. In-situ metodunun ex-situ'ya göre birçok avantajı vardır. In-situ yöntemi daha düşük sıcaklıklar gerektirdiği için altlıktan kaynaklanabilecek kirlenmeleri minimuma indirir ve fiziksel özellikleri gelişmiş tek kristal filmlerin, pürüzsüz yüzeylerle büyütülmesini sağlayabilir (Tepe ve diğ. , 2007). In-situ büyütme için geçerli olan en başarılı metotlar ; püskürtme, lazer aşınması ve reaktif buharlaştırma' dır. Bunlar arasında püskürtme yöntemi, kontrolünün kolaylığı ve örnek karakteristiklerinin tekrarlanabilir olmasından dolayı YBCO ince film kaplaması için en uygun tekniklerden biridir.

2.4.YBa₂Cu₃O_{7-δ}'nın Yapısal Özellikleri

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri içinde YBa₂Cu₃O_{7-δ} en çok çalışılanıdır ve birçok çalışma alanında geniş olarak kullanılmaktadır. 77 K üzerinde bir geçiş sıcaklığına sahiptir ve toksit elementler veya uçucu bileşikler ihtiva etmez. Bununla birlikte bu bileşiğin açık bir dezavantajı hava ortamındaki neme duyarlı olmasıdır.

YBa₂Cu₃O_{7-δ} bileşiğinin birim hücresinde bakır oksit düzlemleri arasında bir itriyum atomu tabakası bulunmakta ve bunu da sırasıyla baryum oksit ve bakır oksit tabakaları takip etmektedir. Bakır oksit tabakalarında bakır ve oksijen orbitalleri kuvvetli bağ oluşturarak iletkenliğe yardımcı olmaktadır. İtريum tabakasını geçerek oluşan bakır-oksijen bağlantısı zayıf olduğundan direnç c-ekseni yönünde a-b düzlemine göre daha büyük olmaktadır. Bu durum YBa₂Cu₃O_{7-δ} bileşiğinin oldukça anizotropik bir malzeme olduğunu göstermektedir. Buradan iletimin baskın olarak bakır oksit düzlemindeki taşıyıcılardan kaynaklandığı söylenebilir.

YBa₂Cu₃O_{7-δ} bileşiğinin kristalografik yapısı içerisindeki oksijen miktarı, kristal yapının değişmesine neden olmaktadır. Kimyasal formüldeki $\delta > 0.6$ ise bileşiğin kristal yapısı tetragonal ($a=b \neq c$, $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$) ve yalıtandır. Oksijen miktarının artmasıyla ($\delta < 0.6$) kristal yapı tetragonalden ortorombik yapıya ($a \neq b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$) geçmekte ve süperiletken olmaktadır (Şekil 2.13). YBa₂Cu₃O_{7-δ} bileşiğinin birim hücre kristal yapısı ve kristal örgü parametreleri ile tipik süperiletkenlik parametreleri sırasıyla Şekil 2.13 ve Çizelge 2.2 'de görülmektedir.



Şekil 2.13. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ bileşiğinin birim hücresi (a) tetragonal (b) ortorombik (Tepe ve diğ. , 2007)

Çizelge 2.2. YBCO'nun tipik süperiletkenlik parametreleri

Ortorombik $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ bileşiğinin parametreleri	$a=3,8180 \text{ \AA}$, $b= 3,8888 \text{ \AA}$ ve $c=11,668 \text{ \AA}$ [Kikuchi et al., 1987]
Kritik sıcaklık	$T_C = 90\text{K}$ [Sing et al, 1998]
Kritik manyetik alan	$H_{C1} = 10 \text{ mT}$, $H_{C2} = 300 \text{ T}$ [Orlando and Delin,1990]
Girginlik derinliği	$\lambda_{a,b} = 1400 \text{ \AA}$, $\lambda_c = 5 \times 1400 \text{ \AA}$ [Sing et al, 1998]
Koherens uzunluğu	$\xi_{a,b} = 2\text{-}3 \text{ nm}$, $\xi_c = 0,3\text{-}0,5 \text{ nm}$ [Wördenweber et al,1999]

2.5. Yüksek Sıcaklık Süperiletken İnce Filmlerde Kullanılan Altlıkların Özellikleri

Yüksek sıcaklık süperiletken ince filmler üretmek için altlık (substrate) seçimi birinci sırada önemlidir. Altlıklar için temel özellikler; film ile altlık arasındaki kristalografik uyum, film ile altlığın termal özelliklerinin uyumu, film ile altlık arasındaki yüzeyde kimyasal etkileşimin olmaması, altlık yüzeyinin uygun şartlarda temizlenmiş olması olarak sıralanabilir (Wördenweber et al., 1999).

Epitaksiyel büyütme, filmin altlığa göre kontrollü kristalografik yönelimini gerektirir. Yüksek kalitede epitaksiyel büyüme için film ile altlık arasındaki örgü parametrelerinin, atom pozisyonlarının, kristalografik yöneliminin uygun olması gerekir. Altlık ile yüksek sıcaklık süperiletken ince filmlerin arasındaki termal uyumun iyi olması, filmin altlık üzerine iyi yapışmasını sağlamak ve yüksek sıcaklıklarda bu malzemelerin kırılma olmalarından dolayı ısıtma işlemi sırasında kırılmasını önlemek için önemlidir. Altlıkla kimyasal etkileşimin olmaması ve altlıkların film büyütme işlemi boyunca süperiletken malzeme için gerekli olan oksijen dolaşımına dahil olmaması, elde edilmek istenilen süperiletken ince filmin kristalografik yapısında herhangi bir bozulmanın olmamasını sağlayacaktır.

Bu özellikler doğrultusunda yüksek sıcaklık süperiletken ince filmler için farklı birçok altlık kullanılmıştır. Uygun olan bütün altlıklar film karakteristikleri üzerinde bazı etkilere sebep olmaktadır. Özel uygulamalar, üzerinde çalışılan alan için kabul edilebilir uyumlulukta

farklı altlıklar gerektirir (Philips et al., 1996). Bu altlıkların örgü parametresi, termal genleşme katsayısı ve erime sıcaklığını veren bilgiler Çizelge 2.3’de verilmiştir.

Çizelge 2.3.YBCO süperiletken filmler için kullanılan bazı altlıkların fiziksel parametreleri (Hollmann, 1994)

Malzeme	Kristal sistemi	Örgü sabitleri(Å)			$\gamma(10^{-6}/K)$	Erime sıcaklığı (K)
		a	b	c		
SrTiO ₃	Kübik	3.91			10.4	2353
LaAlO ₃	Rombohedral	3.79			11	2453
MgO	Kübik	4.2			10.5	3100

2.6.Yüksek Sıcaklık Süperiletken İnce Filmlerin Üretimi

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin keşfinden bu yana, ince film formunda üretimi yoğun bir şekilde çalışılmaktadır. Film hazırlama tekniklerinin birçoğu kaplama yöntemi olarak tanımlanmaktadır. Birçok farklı kaplama yöntemi olmasına rağmen bazı ortak özelliklere sahiptirler. Bir çok durumda, kaplama, vakum ortamında yapılır ve buna bağlı olarak da kusur ve safsızlığın çok az olduğu filmler elde edilir.

İnce film büyütme tekniklerinin birçoğu doğru deneysel koşullar sağlandığında, oksit süperiletkenlerin büyütülebilmesi için uygun olmaktadır. Yaygın olarak püskürtme (sputtering), lazer aşındırması (laser ablation) ve MBE (molecular beam epitaxy) üretim yöntemleri

kullanılmaktadır. Ayrıca yüksek sıcaklık süperiletken ince filmlerin büyütülmesinde termal veya plazma destekli ayrıştırma olan kimyasal buharlaştırma yöntemi (CVD) de kullanılmaktadır (Tepe ve diğ. , 2007).

Buharlaştırma işleminin temel prensibi, iki veya daha fazla bileşiğin, oksijen veya diğer reaktif gaz atmosferinde eş zamanlı veya sürekli buharlaştırılması esasına dayanır. Buharlaştırma tekniği, elektron demeti veya direnç ısıtmalı buharlaştırma yöntemleriyle yüksek sıcaklık süperiletken ince filmlerin büyütülmesi için oldukça sık kullanılmıştır (Dzhafarov et al., 1996). Kimyasal buharlaştırma (CVD) tekniği süperiletken filmlerin büyütülebilmesi için kullanılan en ekonomik yöntemdir. Çünkü yüksek vakum gerektirmemektedir. Birçok CVD tekniğinde, uçucu öncü gazlar yeterli reaksiyon enerjisini sağlamak için ısıtılan altlık üzerinden geçer. Burada bileşenlerine ayrılır ve istenen süperiletken fazın oluşması için, altlık yüzeyiyle etkileşmeye girer.

MBE (molecular beam epitaxy) tekniğinin belirgin özelliği, oldukça düşük basınç (1.0×10^{-8} Torr) gerektirmesidir. Bu yöntemde, film formundaki her bir bileşen ayrı kaynaklardan buharlaştırılır ve izin verilen düşük reaktif gaz basıncını telafi etmek için altlığa aktive edilmiş oksijen ve ozon uygulanır (Eckstein, 1990).

Lazer çökeltme tekniği (PLD), ince filmlerin büyütülmesinde en önemli ve en çok kullanılan yöntemlerden biridir. Bu teknikte yüksek enerjili lazer demeti bir pencereden vakum odasına girer ve aşındırılacak olan hedef malzemeye yönlendirilir. Lazer ışını hedef malzemeyi gaz fazında buharlaştırır ve bu buhar altlık üzerine yönlendirilerek üzerine

ökelmesi sağlanır. Böylece buharlaşan malzeme bileşik oksit kümeleri şeklinde taşınır.

PLD tekniğinin birçok avantajı vardır. Hedefe uygulanan lazer demetinin enerjisinin, uygulanan basınç ve gaz karışımından bağımsız olarak kontrol edilebilmesi, reaktif oluşumun kolaylıkla iletilebilmesi, yüksek hız ve oluşum rahatlığı bu yöntemin karakteristik özellikleridir. Bununla birlikte PLD küçük alanlarla sınırlanmakta (tipik olarak 1cm^2), lazer hedef üzerine geniş olarak çarpmakta ve dolayısıyla altlık üzerine malzemenin büyük boyutlarda düşmesine sebep olmaktadır (Wördenweber et al., 1998).

Püskürtme tekniğinde filmler, (DC) doğru akım veya (RF) radyo frekansı ile elde edilmektedir. Bu yöntemin prensibi, hedef malzemenin yüksek enerjili parçacıklarla (genellikle Ar^+ soygaz iyonları gibi) bombardımanı sonucu, ısıtılmış altlık üzerine taşınması esasına dayanır.

Püskürtme tekniğinin üretim parametreleri iyi optimize edilirse, elverişli üretim işlemlerinin olması, kolaylıkla uygun stokiyometride kaplama yapılabilmesi ve elde edilen kaliteli filmlerin tekrar üretilebilirliğinin mümkün olması gibi birçok avantaja sahiptir (Pinto et al., 1990). Püskürtme, endüstride elektronik materyallerin üretiminde ve optik bileşenlerin koruyucu kaplamasında genel olarak kullanılır. Bir sonraki bölümde püskürtme tekniği ve bu tekniğin temel prensipleri detaylı bir şekilde anlatılmaktadır.

2.6.1. Püskürtme Tekniği

Yüksek sıcaklık süperiletkenler, ferroelektrikler ve elektro-optik maddeleri kapsayan çok bileşenli oksit film üretimi için kullanılan püskürtmeyle kaplama tekniği üzerinde çeşitli varyasyonlar geliştirilmiştir ve hala geliştirilmektedir. Bu araştırmalar sadece laboratuvar çalışmaları için değil aynı zamanda da ince film tabanlı filmlerin endüstride kullanılabilmesi için yapılmaktadır.

Püskürtme tekniğinde film kalitesini etkileyen birçok parametre vardır. Bunların bazılarını, DC veya RF yöntemi, on-axis veya off-axis büyütme, elektriksel güç, altlık sıcaklığı, kısmi gaz basıncı gibi genel işlem parametreleri olarak sıralayabiliriz.

2.6.1.1. DC Püskürtme

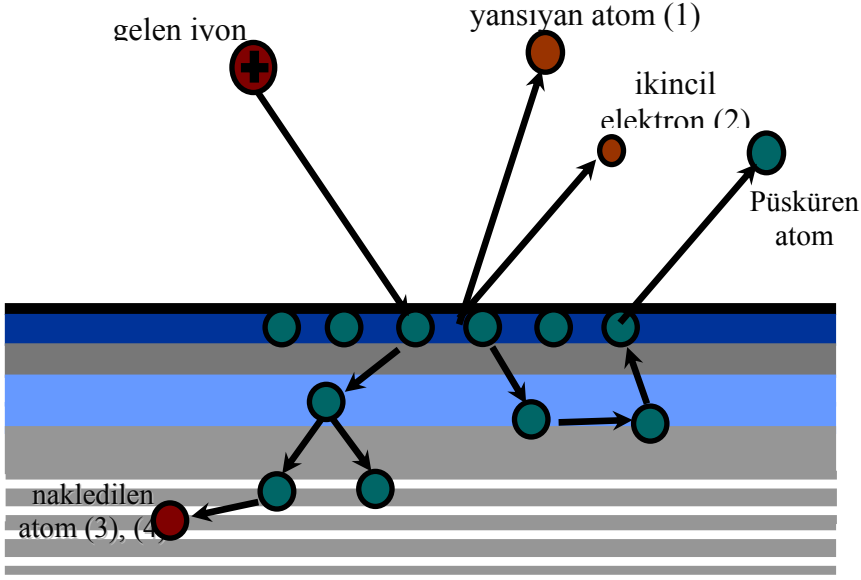
Püskürtme, oluşturulan basınç altında hedef malzemenin (target), pozitif iyonlarla aşındırılması olarak tanımlanmaktadır. Temel prensibi, kapalı ve düşük basınçta gaz bulunan bir kap içerisindeki iletken hedef ile hedef perdeleyicisi arasına bir DC voltajın bağlanmasıdır. Polaritede genellikle hedef katot ve perdeleme de anot olarak seçilir. Belirli bir voltajın üzerinde plazma oluşur. Plazma kısmen iyonize olmuş bir gaz olmakla beraber içerisinde meydana gelen birçok fiziksel olay yüzünden çok hareketli bir ortamdır. Kapalı bir kap içerisindeki gaz molekülleri, kabın duvarları ve diğer moleküllerle sürekli bir çarpışma halindedir, dolayısıyla da enerji alış veriş i meydana gelmektedir. Bu çarpışmalar ayrıca kap içerisinde bir basınç da meydana getirmektedir. Eğer sistem

içerisinde birden fazla gaz varsa toplam basınç bu gazların kısmi basınçlarının toplamı olarak verilir: $p_1 + p_2 = p_t$. Plazmada sabit atom sayısı yoktur ve vakum odasında, sürekli beslenmekte olan bir gaz akışı mevcuttur (Tepe ve diğ. ,2007).

Plazmada oluşturulan pozitif iyonlar, hedef önünde oluşan katodik karanlık bölgede hızlandırılır. Çarpışmayla birlikte, parçacıklar hedef yüzeyinden, iyonun momentumuna ve hedef malzemesine bağlı olarak ya doğrudan ya da kademeli olarak püskürtülür.

Püskürtmede, bir iyon, kedisinden farklı veya aynı malzemeden yapılmış bir katı hedef yüzeyine ulaştığında aşağıdaki olaylardan biri veya hepsi oluşabilir (Şekil 2.14):

1. İyon belki yansıyacak ve bir olasılıkla nötralize olacaktır.
2. İyonun hedefe çarpması sonucu hedeften bir elektron fırlayacaktır, buna çoğunlukla ikincil elektron denilmektedir.
3. İyon hedef içerisine gömülecektir. Bu olay ayrıca iyon ekme olarak tanımlanmaktadır.
4. İyon çarpması ayrıca bazı yapısal düzenlemelerin ortaya çıkmasına sebep olabilir. Örgü boşlukları, ara atomlar ve birçok örgü kusurları gibi.
5. İyon çarpışmasıyla hedef atomları arasında bir seri çarpışma oluşur ve sonuçta bu atom veya molekülerin bir miktarı hedeften dışarıya püskürtülebilir. (Tepe ve diğ. , 2007)



Şekil 2.14. Katodik püskürtmede bir iyon bir katı hedef yüzeyine ulaştığında meydana gelen olaylar

DC püskürtme sistemiyle bir altlık üzerine ince filmin kaplanmasını kısaca özetleyecek olursak;

1. Püskürtülecek olan malzeme (hedef) elektrik devresinin katodu olarak ayarlanır ve üzerine yüksek bir DC voltaj uygulanır.
2. Üzeri kaplanacak olan altlık, katottan birkaç cm uzağa yerleştirilir ve elektrik devresinin topraklanmış anodu olarak ayarlanır.
3. Bu sistem havası alınmış, bir vakum odası tarafından çevrelenmiştir ve odaya önceden belirlenmiş bir oranda argon gazı verilmektedir.

4. Kutuplar arasına uygulanan elektrik alanda hızlanan elektronlar argon atomlarıyla çarpışarak bazılarını argon iyonuna dönüştürür ve daha fazla elektron oluşur.
5. Oluşturulan bu yüklü tanecikler uygulanan alan tarafından anoda doğru hızlandırılır. Hedeften fırlayan atomlar rastgele yol alırlar ve bazıları anot olan altlık üzerine yoğunlaşarak ince film oluşmasını sağlarlar.

2.6.1.2. RF Püskürtme

DC püskürtme sadece hedef iletken ise uygulanabilir. Radyo frekansında (RF) ise hedef yalıtkandır. Hedefte biriken pozitif yük yüzünden, hedefte oluşan yüksek frekans potansiyeli çevrimin bir kısmında plazma elektronlarıyla periyodik olarak nötralize olur. Elektron mobilitesinin iyon mobilitesinden çok daha yüksek olması ve dielektrik hedef boyunca net bir akım akamaması yüzünden, self-bias negatif olacaktır (Anderson et al., 1962).

Püskürtme oksit olduğunda, yayılan parçacıkların %20-30'u negatif olarak yüklenir. Negatif olarak yüklenen bu parçacıklar, hedeften uzaklaşarak hızlanır ve büyüyen filmin bombardımana uğramasına sebep olabilir (Shintani et al., 1975).

Basit oksitler böyle bir bombardımana fazlasıyla duyarlı olduğu için özellikle YBCO tabakasında böyle bir durumdan kaçınmak gereklidir. Aksi taktirde süperiletkenlik özellikleri etkilenecektir.

Oluşan negatif iyon bombardımanından kaçınmanın birçok yolu vardır. Bunlardan biri, P basıncını arttırmaktır (Krupke et al., 1999). Eğer ℓ ortalama serbest yolu hedef ile altlık arasındaki mesafeden belirgin bir şekilde daha küçükse, çoklu gaz çarpışmaları meydana gelir. Bir diğeri ise belirli bir basınçta, hedef ile altlık arasındaki r mesafesini arttırmaktır. Optimizasyon için özgün şartların sağlanması gerekmektedir.

Daha basit bir bombardıman oluşturmak için ise manyetik püskürtme kullanılmalıdır.

2.6.1.3. Manyetik Püskürtme

Birçok plazma üretim tekniğinde, yüksek sıcaklık süperiletken filmlerin kaplanması için genellikle diyot (DC veya RF) veya manyetik püskürtme kullanılmaktadır. Bu plazma tabanlı tekniklerde püskürtme plazması, tek bileşenli (örneğin, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) veya altlık karşısına simetrik olarak dağılmış olan elementer hedef malzemelerinden (örneğin, Y, Ba, Cu veya oksit bileşenleri) oluşan katı hedefe çok yakındır. Hedef negatif olarak yüklendiğinden yüzeyi plazmadaki pozitif iyonlarla bombardıman edilir. Manyetik alan katod yüzeyindeki elektronları tuzaklamak için kullanılır. Bu metod manyetik püskürtme olarak adlandırılır. Diyot püskürtme tekniklerinden daha yüksek plazma yoğunluğu ve böylece daha yüksek katod (hedef) aşınma hızı sağlamaktadır. Manyetik püskürtme yüksek sıcaklık süperiletken ince filmlerin kaplanması için plazma tabanlı teknikler arasında en çok kullanılanıdır.

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ filmlerin püskürtme ile kaplamasında, saf Ar veya Ar ve O_2 karışımı gazlar plazmayı oluşturmak için kullanılır. Oksijen plazma içerisine girdiğinde O^- iyonları oluşur ve pozitif olarak yüklenmiş altlığa doğru hızlanarak büyüyen filmde Ba veya Cu 'ın öncelikli olarak püskürtülmesiyle sonuçlanır. O^- iyonlarının büyük bir kısmı oksit hedefin püskürtülmesi sırasında oluşur. O^- iyonları, plazma-katod potansiyel düşmesi boyunca hızlanır, plazmayla aktarılır ve son olarak da belirli bir enerjiyle büyümekte olan filmin üzerine çarpar. Bu çarpmanın sonucu olarak da kaplanmaya başlayan madde püskürtülür ve sakıncalı etkilere sebep olur. Negatif iyon etkisi olarak adlandırılan bu olay, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ bileşik hedef veya Y_2O_3 , Ba_2CO_3 ve CuO çoklu hedeften manyetik püskürtmeyle Y-Ba-Cu-O filmlerinin kaplanması süresince gözlenir. Filmin büyümesi sırasında gözlenen bu ikincil parçacıkların bombardımanının sonuçları aşağıdaki gibidir:

1. Artan aşınma hedef sitokiyometrisinde değişikliğe sebep olur ve böylece büyüyen filme zarar verir.
2. Aşırı durumlarda, negatif iyon etkisi yeterince büyük negatif büyüme hızına sebep olur.
3. Katı süperiletken hedef durumunda gözlenen bir diğer etki ise hedef altında olan altlığın radyal konumuna bağlı olarak kaplama/aşınma hızındaki fark edilir değişimdir.

Bu durum, toplam sistem basıncının arttırılmasıyla veya kısmi oksijen basıncının azaltılmasıyla minimize edilebilir.

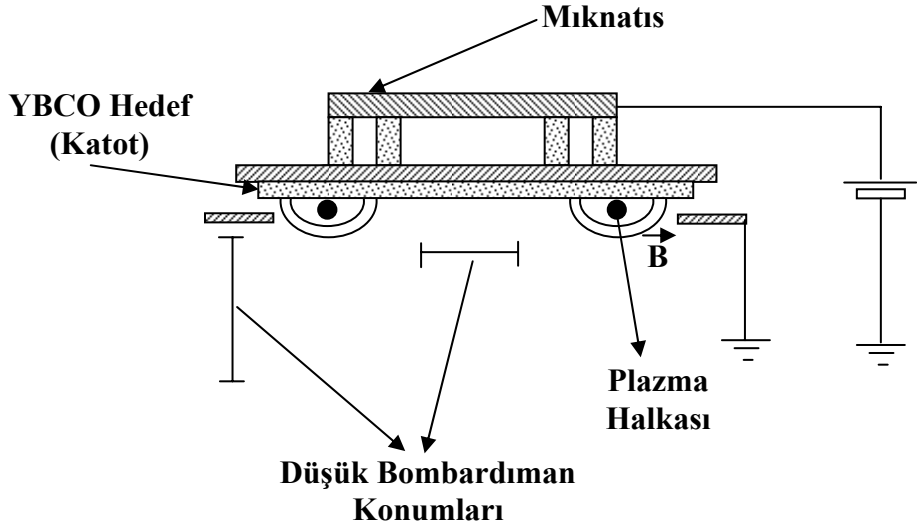
Negatif iyon bombardımanını kontrol etmek için çeşitli yöntemler vardır. En basit yöntem, plazma alanındaki çoklu çarpışmalarla, nötürleşmiş negatif iyonların enerjisini, büyüyen filmde geri püskürtme için gerekli olan enerjinin altındaki bir değere gelene kadar plazma basıncının arttırılmasıdır. Uygun film stokiyometrisini bulmanın ikinci yolu, hedef kompozisyonunun değiştirilmesidir.

Büyüyen film üzerine elektron bombardımanını azaltmanın en etkili yolu ise manyetik alan kullanmaktır. Bu sebeple püskürtme sistemlerinde manyetik alanın kullanımı oldukça yaygındır. Elektrik yükü q ve hızı v olan bir tanecik, bir B manyetik alan içerisine girdiğinde hem manyetik alana hem de taneciğin v hızına dik doğrultuda bir $\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}$ kuvvetine maruz kalacaktır. Manyetik alan, elektronların daha etkin bir şekilde kullanımını sağlamak ve daha fazla iyonizasyon oluşturmak için uygulanmaktadır. Manyetik alan iki farklı şekilde uygulanabilir.

2.6.1.4. Düzlemsel Manyetik Püskürtme

Manyetik püskürtme, güçlü bir manyetik alanla sınırlandırılmış plazmanın olduğu bir tekniktir. Manyetik alanın kullanılmasıyla, plazma hacmi ve yüzeyi belirgin olarak azalır. Böylece düşük voltaj uygulanır. Düşük voltaj, negatif iyonların kinetik enerjisini düşürür ve dolayısıyla bombardımanı azaltır. En basit düzlemsel manyetik püskürtme, düzlemsel hedef üzerine asılmış bir halka ve bunun üzerine iliştirilmiş mıknatıstan oluşur (Şekil 2.15). Manyetik alan çizgileri, Lorentz Kuvveti yüzünden halka şeklinde oluşur. Böylece püskürtme hedefin küçük bir

alanından gerçekleşir. Bu bölgede ısı dağılımı da büyüktür. Eğer hedefteki ısı iletkenliği düşükse püskürtmenin yapıldığı bölgelerde kıvılcımlanmalar oluşabilir ancak uygulanan voltajın düşük olması bunu engellemektedir.

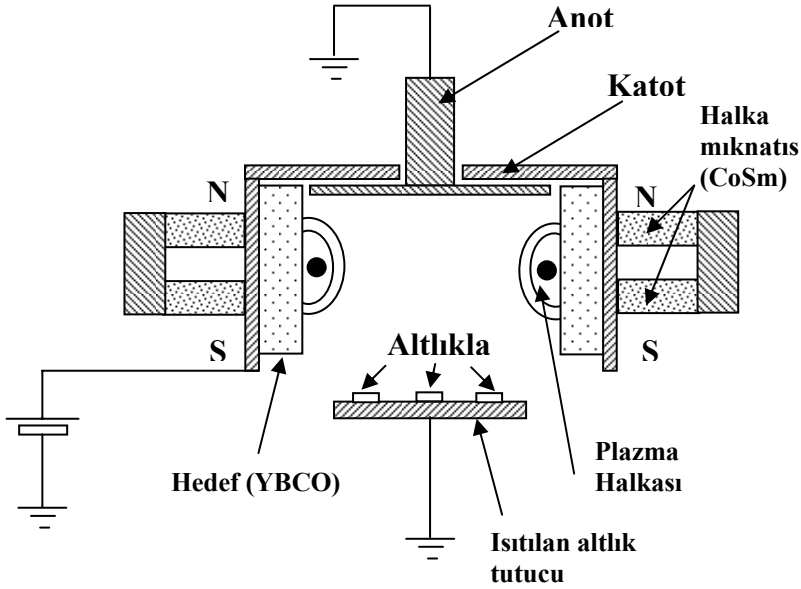


Şekil 2.15. Düzlemsel manyetik püskürtme şeması (Geerk et al., 1989)

2.6.1.5. Ters Çevrilmiş Silindirik Hedef Manyetik Püskürtme

Ters çevrilmiş silindirik hedef manyetik püskürtmede, püskürtme yapılan hedef katot içine içi boş bir silindir olarak yerleştirilmiştir (Şekil 2.16). Düzlemsel manyetik püskürtme devresine benzer olarak, bu devrede de mıknatıslar plazmayı halka şeklinde sınırlandıracak biçimde eklenmiştir. Farklı olan ise üzerinde film büyütülecek olan altlık ile hedefin birbirlerine göre olan konumudur. Düzlemsel manyetik püskürtmede, hedef ile altlık, on-axis olarak adlandırılan bir konumda yani birbirinin yüzüne bakar şekildedir. Bu

konum, negatif iyon bombardımanının en yüksek seviyede olduğu bir pozisyonudur. Dolayısıyla oksijen atomları, hedef yüzeyinin normaline paralel olarak hedeften uzağa hızlanarak doğrudan ve termal enerjilerinin 3-4 katı yüksek enerjilerde altlık yüzeyine gelirler. Ters çevrilmiş silindiriksel hedef manyetik püskürtmede ise hedef ile altlık yüzeyi birbirine 90° lik bir açı yapacak şekilde yerleştirilmiştir. Bu konfigürasyonda negatif yüklü elektronlar ve oksijen iyonları kaplanmakta olan film yüzeyine ulaşmadan sabit mıknatıs alanında sikloit yörüngelerde kalır. Böylece film yüzeyinde olması istenmeyen geri püskürtme (resputtering) oluşmaz. Bu sistemin bir diğer avantajı ise kaplama hızının yüksek olması ve Ar ve O₂ gaz karışımının hedef ile altlık arasındaki boşlukta direk olarak plazmaya enjekte edilmesidir.



Şekil 2.16. Ters çevrilmiş silindiriksel hedef manyetik püskürtme sistemi şeması (Geerk et al., 1989)

Bu teknik epitaksiyel $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ filmlerin mükemmel süperiletken özelliklerle üretilmesini sağlamaktadır (Geerk et al., 1989). Ancak bu mükemmel özelliklerin sağlanabilmesi için üretim parametrelerinin optimize edilmesi gerekmektedir. Bu parametrelerin sayısının çok olması ve birbirleriyle doğrudan ilişkili olmaları optimizasyonun sağlanmasını zorlaştırmaktadır. Bu parametrelerden bazılarını, altlık temizliği, gaz karışımı ($\text{Ar}+\text{O}_2$) oranı, gaz karışımı basıncı, altlık sıcaklığı, püskürtme sonrası oksijen basıncı ve süresi, altlık soğuma hızı olarak sıralayabiliriz. Bütün bu parametrelerin optimizasyonunun sağlanabilmesi uzun süreli deneme-yanılma çalışmasını gerektirmektedir.

2.6.1.5.1. Hedef Malzemesi

Yüksek sıcaklık süperiletken ince filmlerin plazma püskürtme ile kaplanmasında farklı hedefler kullanılmaktadır. Bunları iki ana grupta sınıflandırabiliriz; (a) sinterlenmiş oksit ve (b) metal veya alaşım hedefler. Özellikle, stokiometrik $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ katı süperiletkenler hedef olarak kullanılmaktadır. Fakat büyüyen filmde Cu ve Ba'un geri püskürtülmesiyle bu maddelerin eksikliği ile sonuçlanmaktadır. Metalik hedefin kullanıldığı plazma püskürtme ile kaplamada, oksijen genellikle filmin büyütülmesi sırasında eklenir. Bu, kısmen oksijenlenmiş filmlerin elde edilmesine sebep olur. Bu kısmi oksijenleme, özellikle $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ için önemli olan oksijenin maddeden eksilmesini engelleyememektedir. Bu problemi en düşük seviyeye indirmek veya tamamen ortadan kaldırmak için kaplamanın hemen ardından saf oksijen ortamında,

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ filmlerinin in-situ yada ex-situ olarak oksijenlenmesi gereklidir.

Püskürtme yönteminde, kaplama parametrelerinin optimizasyonu sağlandıktan sonra, yüksek kritik sıcaklığa ve yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip filmler üretilmektedir. Ancak bu filmlerin yeniden üretilabilirliği sınırlıdır. Bu sınırlamanın sebeplerinden biri de hedef koşullarıdır. Örneğin hedef uzun zamandır kullanılıyor ise bu durum üretilen ince filmlerin kritik sıcaklıklarında düşmeye sebep olur. Bu yüzden iyi film kalitesinin korunabilmesi hedef ömrü bitmeden değiştirilmesi gerekmektedir. Yapılan incelemelerde, bozulan film özelliklerinin film kompozisyonunda artan Yitrium (Y) (Krupke et al., 1999) ve hedefte azalan oksijen ihtivasi ile ilişkili olduğu görülmüştür. Ayrıca, püskürtme plazmasındaki oksijen yeterli düzeydeyse bu durum hedef oksijeninde kayıp olmasını engeller.

2.6.1.5.2. Altlık Isıtıcısı

Altlıkların doğrudan ve homojen olarak ısıtılması oldukça zordur. En basit tasarım, direnç ısıtıcılı düz bir tabakadır. Altlıklar bunun üzerine gümüş pasta ile yapıştırılır. Altlığın sıcaklığının, ısıtıcı tabaka sıcaklığına yakın olması iyi bir termal iletim ile sağlanır. Isıtıcı tabaka sıcaklığı, sıcaklık kontrolcüsüyle sabitlenmesine rağmen altlık sıcaklığı zamanla değişebilir. Örneğin, ısıtıcı düzlem, büyütmeden önce parlak metalse düzlem üzerine $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 'nın siyah bir tabaka olarak kaplanmasıyla ısıtıcı tabakanın yayılma kuvveti büyütme süresince değişmez. Yayılım kayıpları sıcaklık kontrolcüsüyle düzenlenir. Bununla birlikte ısı

iletkenliği iyi olan termoçift ısıtıcı düzleme yerleştirilir. Böylece dikey sıcaklık gradyeni artar ve altlık sıcaklığı sapmasından tamamen kaçınılır. Küçük örnekler için, büyük ısıtıcı düzlemler üzerine yapıştırmak sapmanın minimize edilmesini sağlayabilir.

3. DENEYSEL YÖNTEM

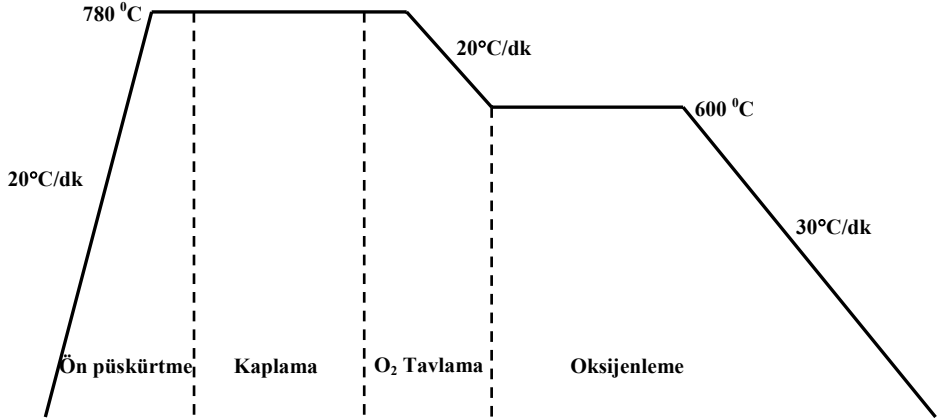
3.1.YBa₂Cu₃O_{7-δ} Süperiletken İnce Filmlerin Hazırlanması

YBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBCO) süperiletken ince filmler DC ters çevrilmiş silindirik hedef manyetik püskürtme sistemi (DC Inverted Cylindrical Magnetron Sputter) kullanılarak hazırlandı. Hedef olarak kullanılan YBa₂Cu₃O_{7-δ} seramiğinin dış çapı 50 mm, iç çapı 40 mm ve yüksekliği 25mm'dir. YBCO için kullanılan tipik uygun altlıklar LaAlO₃, SrTiO₃ ve MgO'dir. Bu nedenle YBCO süperiletken ince filmler, 10x10x0.5 mm³ (100) yönelimli LaAlO₃ altlıklar üzerine büyütülmüştür.

Püskürtme yöntemiyle büyütülecek yüksek sıcaklık süperiletken ince filmlerin kalitesi birçok parametreye bağlıdır. Değişen her parametre film karakteristiğinde değişikliklere neden olmaktadır. YBCO ince film büyütmenin en önemli parametreleri; altlık hazırlığı, hedef (target) koşulları, hedef -altlık mesafesi, gaz karışımı, büyütme sıcaklığı, kaplama hızı, oksijenleme sıcaklığı ve soğutma hızıdır.

YBCO süperiletken ince film üretim işlemi öncesinde "altlık temizliği", 30 dakika aseton ve 30 dakika izopropil alkol (C₂H₅OH) içerisinde, teflon tutucuya 45°lik açıyla yerleştirilerek ultrasonik olarak yapıldı. Bu işlemlerin ardından altlıklar kuru azot gazı ile kurutuldu. Altlık yüzeyi optik mikroskopta incelenerek istenilen temizliğe ulaşıncaya kadar tekrarlandı. Yüzeyi temizlenen altlıklar sputter sistemi içerisindeki altlık ısıtıcısının merkezine gümüş pasta ile yapıştırıldı. Gümüş pastanın kurummasını takiben sistem 10⁻³ mbar mertebesine kadar

vakumlandı. Daha sonra ise Şekil 3.1’de görülen ısıtım işlem sıcaklık kontrolcüsü yardımıyla programlanarak sistem çalıştırıldı.



Şekil 3.1. YBCO süperiletken ince filmlerin üretim şeması

YBCO hedef üzerinde oluşmuş olabilecek yabancı madde kirliliğini temizlemek amacıyla $1,5 \times 10^{-1}$ mbar Ar gazı kullanılarak ön-püskürtme işlemi yapıldı. Sıcaklık $780\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye ulaştığında O_2 basıncı da $1,5 \times 10^{-1}$ mbar olacak şekilde ayarlandı. Dolayısıyla ortamın toplam basıncı $P_{\text{Ar}} + P_{\text{O}_2} = 3 \times 10^{-1}$ mbar oldu. Sistemdeki gaz akışının ve uygulanan voltajın stabil olması için 10 dk süreyle ön-püskürtme işlemine devam edildi. Ön- püskürtme işleminden sonra LaAlO_3 altlıklar üzerine $P = 55, 65$ ve 75 Watt değerlerinde, 780°C 'de sırasıyla 120, 90 ve 60 dk sürelerle büyütme işlemi yapıldı. Böylelikle farklı kaplama hızlarında (1,2; 1,6; 2,0 nm/dk), aynı kalınlıkta ($\sim 150\text{nm}$) süperiletken ince filmler elde edildi.

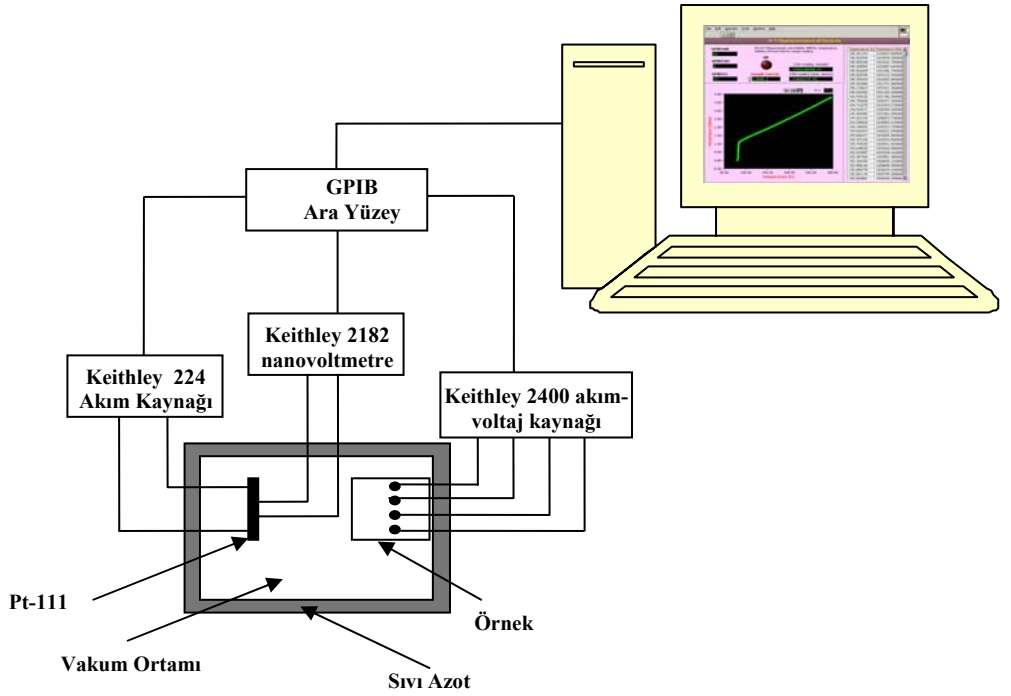
Epitaksiyel film büyütme işlemi sırasında $1,5 \times 10^{-1}$ mbar kısmi oksijen gazı basıncı, iyon plazmasındaki iletkenlik ayarının ve film büyütme sırasında malzemedeki oksijen stokiyometrisinin ayarlanması için uygulanmaktadır. Yine malzemenin uygun oksijen konsantrasyonun sağlanabilmesi için, kaplama işleminden sonra 780 °C’de, 1 mbar oksijen basıncı altında 10 dk süreyle ardından da 700 mbar oksijen basıncında, 600 °C’de 20 dk süreyle bekletildi. Daha sonra sistem dakikada 30 °C hızla oda sıcaklığına soğutuldu. Elde edilen ince filmler koyu siyah ve parlak bir görünüme sahiptir. Sistemden çıkarılan YBCO filmler hava ortamının neminden korumak için desikatör içine alındı ve ortam vakumlandı.

3.2.Ölçüm Teknikleri

3.2.1.Elektriksel ve Manyetik Ölçüm Teknikleri

3.2.1.1. DC Direnç- Sıcaklık Ölçümü

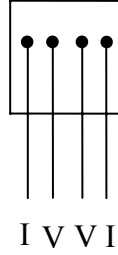
DC direnç-sıcaklık ölçümü, süperiletkenlerin, sıcaklığın azalması ile birlikte dirençlerindeki değişimi gözlemek dolayısıyla örneklerin süperiletken hale geçtiği T_c kritik sıcaklık değerlerini belirlemek için yapılan bir ölçümdür.



Şekil 3.2.Direnç-sıcaklık ölçümünün şematik gösterimi

YBCO süperiletken ince filmlerin DC direnç – sıcaklık ölçümleri Şekil 3.2 'de görülen ölçüm sistemi ile beraber bilgisayar kontrollü (LabVIEW programı) olarak yapıldı. Örneklerin yerleştirildiği kısım vakuma alınabilen pyreks camdan yapılmıştır. Örnekler sistemin tutucusuna vakum gres ile yapıştırıldı. 0.8 mm çaplı bakır teller örnek üzerine gümüş pasta ile Şekil 3.3 ' de görüldüğü gibi dört-nokta elektriksel tekniğine uygun olarak yapıştırıldı. Keithley 224 Akım kaynağı ve Keithley 2182 nanovoltmetre kalibre edilmiş direnç termometresine (Pt 111) bağlandı. Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı örneğe bağlanarak ölçüm süresince 1 mA 'lık akım verildi. Uygulanan bu akıma karşılık gelen voltaj değeri okundu. Sisteme bağlı olan cihazlar

GPIB arayüz ile bilgisayara bağlandı. Sistem vakuma alındıktan sonra oda sıcaklığında (~ 300 K) sıvı azot sıcaklığına (~ 77 K) kadar soğutularak, sıcaklığa bağlı direnç değişimleri kaydedildi.



Şekil 3.3. Örnek üzerindeki elektriksel kontaklar

Elde edilen R-T grafikleri yardımıyla örneklerin süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları ve geçişin gerçekleştiği sıcaklık aralığı tespit edilerek incelemeler yapıldı.

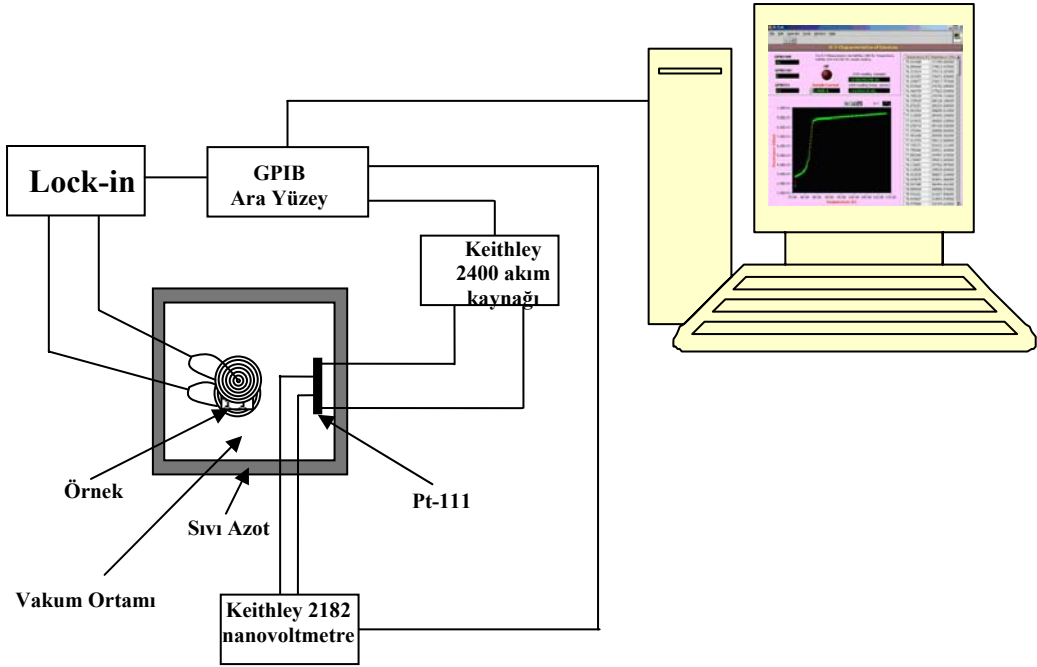
3.2.1.2. AC Manyetik Duygunluk

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin direnç ölçümleri, hacimsel bilgi alınması konusunda yeterli olmamaktadır. Örneğe ait daha detaylı bilgi alınabilmesi ve karakterizasyonu daha sağlam bir temele dayandırmak için direnç sıcaklık ölçümünün yanı sıra AC manyetik duygunluk ölçümünün de yapılması gerekmektedir. Manyetik ölçümler, elektriksel kontaklara ihtiyaç duymadan düşük sıcaklıklara kadar malzemeyi karakterize edebildiği için direnç ölçümlerinden farklıdır (Youssif et.al., 2000)

Manyetik duygunluk (χ) , mıknatıslanmanın (M) örnek içindeki manyetik alana göre türevidir.

$$\chi = \frac{dM}{dH} \quad (3.1)$$

Manyetik duygunluk, karşılıklı indüktans tekniği ile ölçüldü. Bu teknikte örnek, eş eksenli özdeş iki bobin arasına yerleştirilir. Birincil bobine alternatif akım uyguladığımızda ikincil bobinde bir voltaj indüklenir. İki bobin arasına yerleştirilen örneğin süperiletken hale geçmesiyle ikincil bobinde akımın indüklenmesi engellenmiş olacaktır. Dolayısıyla örneğin süperiletken hale geçerken birincil bobin tarafından uygulanan manyetik alanı dışlama sürecinin sıcaklıkla değişimi gözlemlenmektedir. AC manyetik duygunluk ölçüm yöntemi mıknatıslanmadaki değişimleri belirler ve bu nedenle diferansiyel duygunluk olarak bilinir (Youssif et.al., 2000). Ölçüm sistemi Şekil 3.4'den de görüldüğü gibi, kalibre edilmiş direnç termometresine (pt11) bağlanan Keithley 2182 nanovoltmetre ve Keithley 2400 akım kaynağı ve bobinlere bağlı SR530 iki kanallı Lock-in yükselteç ve bunları bilgisayara bağlayan GPIB ara yüzden oluşmaktadır. Örnek tutucu vakuma alınabilen Payreks cam içerisine yerleştirildikten sonra sistem vakuma alındı. Daha sonra sistem yavaşça sıvı azot tankının içerisine daldırıldı. Örneğin manyetik duygunluğunun sıcaklıkla değişimi LabVIEW programı yardımıyla incelendi.



Şekil 3.4.AC manyetik duygunluk ölçümünün şematik çizimi

Kritik sıcaklığın yukarısındaki normal durumda süperiletkenler çok küçük duygunluğa sahiptir ve süperiletken hale geçtiklerinde mükemmel diyamanyetik olurlar ($\chi = -1$). Manyetik duygunluk ölçümünde gerçel (real) ve sanal (imaginary) bileşenleri gözlenebilmektedir. Gerçel bileşen (χ'), uygulanan alanla aynı fazda olan duygunluk bileşenini, sanal bileşen (χ'') ise faz dışı bileşeni temsil etmektedir. χ' bileşeni, taneler ve taneler arası etkileşmelerle, χ'' bileşeni de örnek tarafından manyetik alandan soğurulan enerji kayıpları ile ilgilidir. Ayrıca, AC manyetik duygunluğun χ' ve χ'' bileşenleri örneğin mikro yapısına bağlıdır. Süperiletken taneciklerin büyüklüğü, χ' - T ve χ'' - T eğrilerinin keskinliğini saptamada önemli rol oynar. Büyük tanecikli örneklerde yeni

tanecik çapı λ girginlik derinliğinden belirgin bir şekilde büyük olduğu durumda duygunluk eğrileri çok keskin bir geçiş yapar (Tepe,1997).

YBCO filmlerin χ -T ölçümleri Şekil 3.4'deki sistem yardımıyla AC manyetik alanın farklı frekans (80, 586, 980 Hz) ve genliklerde (1 Oe ve 4 Oe) yapıldı.

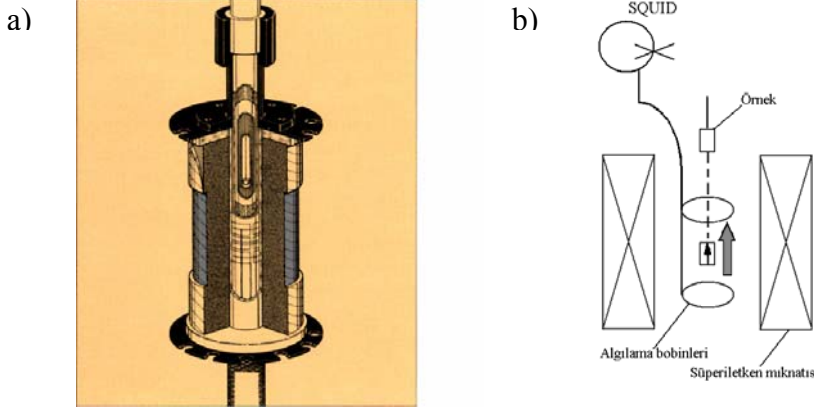
3.2.1.3. Manyetizasyon (M-H) Ölçümü

Bütün manyetik malzemeler uygulanan manyetik alana karşı kendilerine özgü bir tepki geliştirirler. Malzemelerin gösterdiği bu tepki manyetizasyon olarak adlandırılır. Diyamanyetik özellik gösteren süperiletkenler uygulanan manyetik alanı dışlayacak şekilde bir manyetizasyon oluştururlar.

Ürettiğimiz örneklerin manyetizasyon- manyetik alan (M-H) ölçümü MPMS5 SQUID magnetometre ile yapıldı. Bu sistem, manyetik alan altında, 8-400 K sıcaklık aralığında, kontrollü olarak örneğin manyetik momentini ölçer. MPMS SQUID magnetometre ölçüm sistemi örnek tutucu, toplama (pick-up) bobinleri, süperiletken mıknatıs, sıcaklık kontrolcüsü, SQUID ve bunların bağlı olduğu bir bilgisayar sisteminden oluşmaktadır.

Şekil 3.5 (a)'da ölçüm sisteminin ve Şekil 3.5 (b)'de ölçümün basitleştirilmiş şematik gösterimi verilmiştir. Burada sadece örnek tutucu, süperiletken mıknatıs, algılama (pick-up) bobinleri ve buna bağlı olan SQUID görülmektedir. MPMS sisteminde süperiletken mıknatısın

çevresi, μ -metal ile çevrelenmiştir. Bu manyetik perdeleme, çevreden gelecek manyetik gürültüyü engellemek için yapılır. Örnek, bakır çubuk tutucu üzerine yerleştirilir. Daha sonra vakum odasına daldırılır ve toplama bobinlerinin merkezine sistem tarafından otomatik olarak yerleştirilir. Örneğin hareketi sırasında, mekaniksel titreşimlerden kaçınmak için bu işlem hidrolik olarak desteklenmektedir. Sistem vakuma alınır ve manyetik alan uygulanmaksızın önce örneğin süperiletken olmadığı belirli bir sıcaklığa kadar (100 K) soğutulur, sonra ölçüm yapılacak olan sıcaklığa soğutulur ve sistemin dengeye gelmesi beklenir. Süperiletken mıknatıslar tarafından sabit bir manyetik alan uygulanır. Bu durumda, eğer örnek tam merkezde ve hareket etmiyorsa SQUID devresi sıfır manyetik sinyal gösterir. Çünkü örnek süperiletken durumdadır ve uygulanan manyetik alanı dışlamaktadır. Uygulanan sabit bir manyetik alan değerinde örneğin göstereceği manyetik tepki, örneğin vakum odası içerisinde dikey ekseninde yukarı ve aşağı hareket ettirilmesi sonucunda iç bobinler üzerinde oluşturduğu bir manyetik indüksiyon sonucudur. Ölçümde manyetik alan değişimi 3 aşamada gerçekleşmektedir; 1. aşama: 0 Oe'den pozitif maksimum manyetik alana, 2. aşama: pozitif maksimum manyetik alandan negatif maksimum manyetik alana, 3. aşama: negatif maksimum manyetik alandan pozitif maksimum manyetik alana. Böylelikle sabit bir sıcaklıkta örneğin M-H histeresiz eğrisi elde edilir.



Şekil 3.5. a) MPMS sisteminde örneğin yerleştirildiği ve manyetizasyon ölçümünün yapıldığı sistemin görüntüsü b) Manyetizasyon ölçümünün basitleştirilmiş şematik gösterimi

3.2.1.4. Kritik Akım Yoğunluğu (J_c) Hesaplamaları

Kritik akım süperiletkenin direnç göstermeden taşıyabildiği maksimum akım olarak tanımlanır. Kritik manyetik alan ve kritik sıcaklık tanımlarında olduğu gibi bir süperiletken malzemede akım yoğunluğu belirli bir değerin üzerine çıktığı zaman süperiletkenlik özelliği kaybolur. Kritik akım yoğunluğu değerini ölçmek için deneysel ve teorik yöntemler bulunmaktadır. Teorik olarak kritik akım yoğunluğu genellikle Bean modeli uygulanarak bulunmaktadır.

Bean modelini kullanarak düzlemsel bir örneğin kritik akım yoğunluğunu hesaplayabilmek için

$$J_c = \frac{20\Delta M}{\left[a \left(1 - \frac{a}{3b} \right) \right]} \quad (3.9)$$

formülü kullanılır (Gyorgy et al,1989). Burada a ve b örneğin boyutlarıdır. $\Delta M = (M^+ - M^-)$ olarak, M^+ ve M^- sırasıyla örneğin, uygulanan manyetik alanın azalan ve artan değerlerine karşılık gelen mıknatıslanmasıdır.

YBCO ine filmlerin geometrik parametreleri (a ve b) ve ΔM değerleri yukarıdaki bağıntıda yerine yazılarak J_c değerleri uygulanan H- dış manyetik alana bağlı olarak hesaplandı.

3.2.2.Yapısal Ölçüm Teknikleri

3.2.2.1. X-Işını Kırınımı (XRD)

X-ışınımı kırınımı (XRD); toz, tablet, film ve tek kristal gibi değişik yapılarındaki materyallerin yapısal özelliklerinin incelenmesinde önemli bir yöntemdir. İnce filmlerin faz, yönelim ve örgü parametreleri gibi önemli özellikleri XRD analizi ile tespit edilebilir.

XRD analizleri Philips X'pert Pro X-ray difraktometresi ile Cu-K α ($\lambda=1.5418 \text{ \AA}$) ışınımı kullanılarak $2\theta= 10^\circ\text{-}60^\circ$ aralığında yapılmıştır.

3.2.2.2. Atomik Kuvvet Mikroskopisi (AFM)

Atomik kuvvet mikroskobu (Atomic Force Microscopy) tekniği, epitaksiyel ince filmlerin yüzey morfolojisi karakterizasyonunda kullanılan en önemli tekniktir. AFM bir çeşit yerel sondaj tekniğidir. AFM ölçümü, yumuşak bir dirsek ucundan yansıyan düşük güçlü lazer ışınlarının tespit edilmesiyle oluşur. Dirsek genel olarak silikondan yapılır ve kendi titreşim frekansında hava ortamında serbestçe titreşir. AFM farklı iki modda çalışır; yüzeye dokunmadan ve yüzeye dokunarak. Yüzeye dokunmadan yapılan AFM ölçümünde, örnek yüzeyi modifiye edilmeden araştırma yapılabilir. Yüzeye dokunarak yapılan işlemde ise örnek yüzeyindeki istenmeyen atomları uzaklaştırmak veya yüzeye istenilen atomları eklemek gibi kolaylıklar sağlanmaktadır. Yüzeye dokunmadan alınan AFM ölçümü daha iyi kalitede görüntüler verdiği için daha yaygın olarak kullanılan bir analiz tekniğidir.

Atomik kuvvet mikroskobu ölçümü yüzeye dokunmadan çalışan çok ince uca sahip Multimode SPM, Nanoscope IV Digital Instrument ile alınmıştır. Bu ölçümle, üretilen YBCO ince filmlerin değişen kaplama hızlarına göre yüzey pürüzlülüğu incelenmiştir.

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

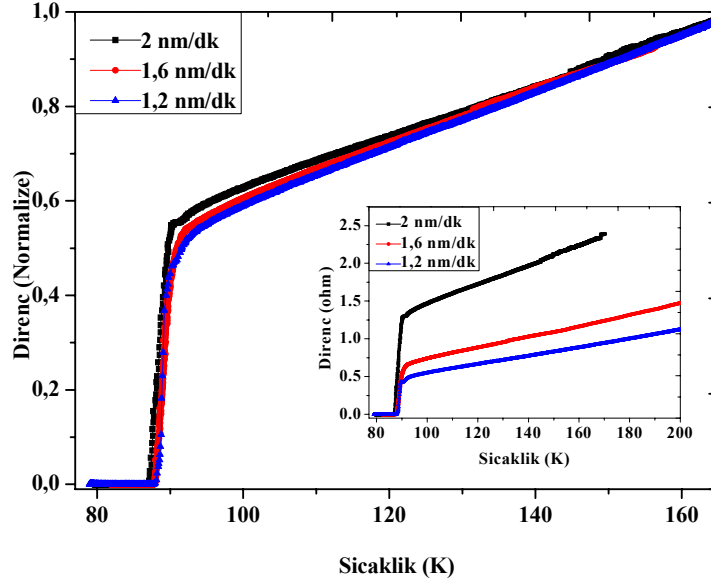
4.1.Direnç-Sıcaklık (R-T) Ölçümü Sonuçları

Farklı kaplama hızlarında LaAlO_3 altlıklar üzerine kaplanan $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken ince filmlerin normal halden süperiletken hale geçiş sıcaklıklarını belirlemek için direnç-sıcaklık ölçümleri alındı. Bu ölçümler DC dört-nokta elektriksel direnç tekniği ile yapıldı.

LaAlO_3 altlıklar üzerine 2.0; 1.6; 1.2 nm /dk kaplama hızlarında kaplanan YBCO süperiletken ince filmlerin R-T grafikleri Şekil 4.1 'de verilmektedir. Bu grafikten örneklerin hepsinin süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları (T_c^{on}) yaklaşık 90 K 'dir. Ancak tamamen süperiletken hale geçtikleri (T_{c0}) değerleri farklıdır. Dolayısıyla süperiletkenin yapısı hakkında bize bilgi veren, bu iki sıcaklık arasındaki fark, $\Delta T = (T_c^{\text{on}}) - (T_{c0})$, her bir örnek için farklı değerlerdedir. Bu değerler Çizelge 4.1 de verilmektedir.

Çizelge 4.1. LaAlO_3 altlıklar üzerine farklı kaplama hızlarında büyütülen YBCO süperiletken ince filmlerin kritik sıcaklık, $R(0)$ dirençleri ve $R(300)/R(100)$ oranları

Altılık	Kaplama Hızı	T_c^{on} (K)	$T_c(R=0; K)$	ΔT (K)	$R(T=0; \text{ohm})$	$R(300)/R(100)$
LaAlO_3	2 nm/dk	90,3	87,1	3,23	0,130	2,83
	1,6 nm/dk	90,0	87,9	2,15	0,039	3,09
	1,2 nm/dk	90,4	89,2	1,20	0,0047	3,13

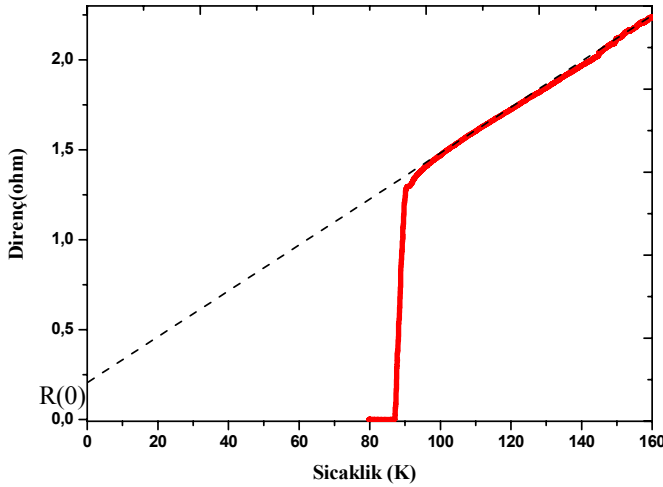


Şekil 4.1. LaAlO₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin R-T grafikleri

ΔT değeri kaplama hızının azalması ile azalmaktadır. Yani düşük kaplama hızı örneğin süperiletken hale geçişinin daha dar bir sıcaklık aralığında olmasına neden olmuştur. Böylece daha homojen yapıda süperiletken ince filmler üretilmiştir.

Şekil 4.1’de örneklerin normal haldeki dirençlerinin birbirinden farklı olduğu görülmektedir. 2 nm/dk kaplama hızıyla elde edilen örnek diğer örneklerle göre çok daha büyük dirence sahiptir. Kaplama hızının azalmasıyla örneklerin normal hal direnci düşmektedir. Oda sıcaklığında düşük dirence sahip olan süperiletkenler daha yüksek kritik sıcaklığa sahip olurlar (Sing and Kumar, 1988). Buradan 1.2 nm/dk kaplama hızıyla elde edilen örneğin daha yüksek kritik sıcaklığa sahip olacağı görülmektedir.

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin dirençleri, oda sıcaklığından düşük sıcaklıklara doğru inildikçe lineer olarak azalan bir davranış gösterir. Bu eğrinin lineer kısmı $T=0$ K' e ekstrapole edilirse $R(T=0)$ değeri bulunur. Şekil 4.2'de $R(T=0)$ 'ın nasıl elde edildiği görülmektedir. $R(T=0)$ direnç değerinin sıfıra çok yakın olması süperiletken örneğin normal haldeyken iyi metalik özellik gösterdiğini belirtir (Avcı,2002). Çizelge 4.1'deki $R(T=0)$ direnç değerine bakıldığında her bir örneğin çok düşük $R(T=0)$ direncine sahip olduğu ve kaplama hızının azalmasıyla azaldığı görülmektedir. Böylece örneklerin her birinin normal haldeyken iyi metalik özellik gösterdiğini, en düşük kaplama hızıyla hazırlanan örneğin diğerlerine göre çok daha iyi metalik özelliklere sahip olduğunu söyleyebiliriz.



Şekil 4.2. R-T eğrisinde normal bölgenin ekstrapolasyonu

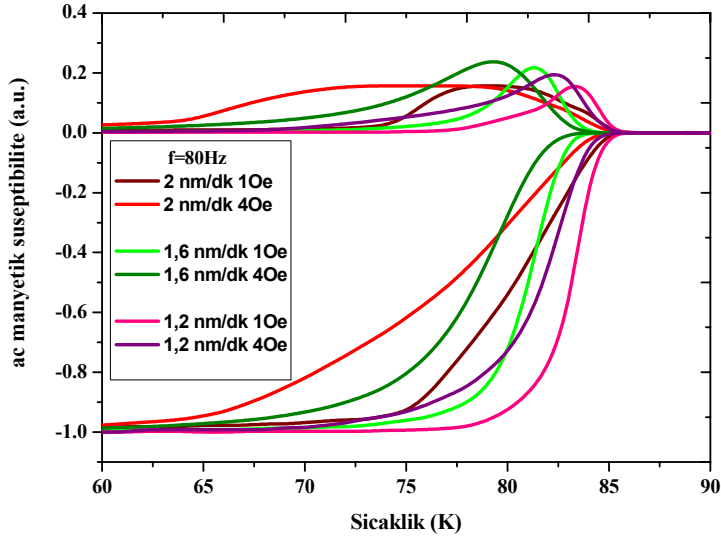
$R(300)/R(100)$ oranının büyük olması T_c kritik sıcaklık değerinin yüksek sıcaklıkta olacağını belirtmektedir (Sing and Kumar, 1998).

R(300)/ R(100) direnç oranı 2.0; 1.6 ve 1.2 nm/dk kaplama hızları için sırasıyla 2.83; 3.09 ve 3.13 dür. Buradan da düşük kaplama hızıyla üretilen örneğin daha yüksek kritik sıcaklığa sahip olduğu görülmektedir.

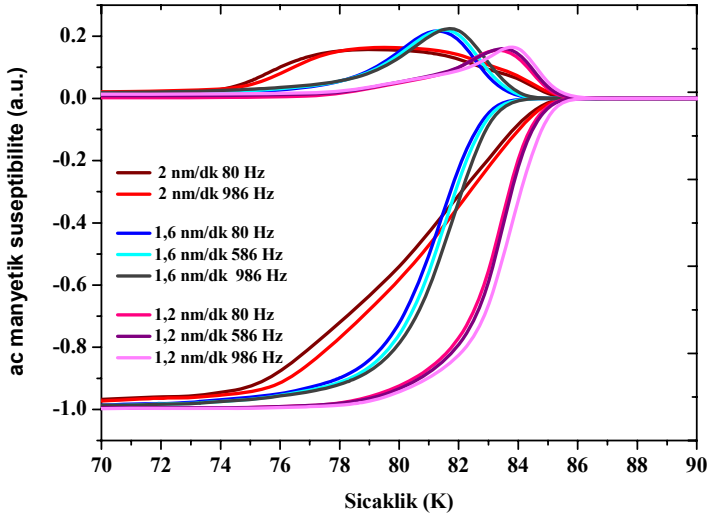
4.2.AC Manyetik Duygunluk Ölçümü Sonuçları

Örneklerin süperiletken özellik gösterip göstermediğini test etmenin en kolay yolu manyetik duygunluk ölçümüdür. Direnç-sıcaklık eğrisi genellikle normal halden süperiletken hale geçiş sıcaklığını belirler. Direnç ölçümlerinde T_C , normal halden süperiletken hale geçerken akımın süzülme yollarının oluştuğu sıcaklıktır. Bu ölçüm, örneğin hacimsel durumu hakkında bilgi vermez. Manyetik duygunluk ölçümlerinde ise T_C , perdeleme akımlarının (shielding current) oluştuğu sıcaklıktır (Tepe, 1997). Bu yüzden manyetik duygunluk ölçümleri, örnek içerisindeki gerek küçük taneli süperiletken bölgeler gerekse tanecikler arası bölgeler hakkında bilgi edinmemizi sağlamaktadır. Kısacası AC manyetik duygunluk ölçümü örneğin mikro yapısı hakkında bilgi vermektedir.

Karşılıklı indüktans tekniği ile farklı manyetik alan genlikleri ve farklı frekanslarda yapılan AC Manyetik Duygunluk ölçümleri Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’de verilmektedir.



Şekil 4.3. LaAlO_3 altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin 1 ve 4 Oe AC manyetik alan altında alınan AC manyetik duygunluk-sıcaklık grafikleri



Şekil 4.4. LaAlO_3 altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin sabit AC alanda, farklı frekanslara göre karşılaştırmalı grafiği

AC manyetik duygunluk eğrilerine bakıldığında gerçel (χ') ve sanal (χ'') bileşen olarak adlandırılan iki eğri olduğu görülmektedir. Gerçel kısım (χ') sıcaklığın azalmasıyla negatif olarak artmasına rağmen sanal kısımda (χ'') bir pik oluşmaktadır. Bu pikin şiddeti ve altında kalan alan diyamanyetik geçiş sırasında tanecikler arası bölgelerdeki enerji kaybıyla orantılıdır ve kayıp bileşeni olarak adlandırılır. Gerçel kısımdaki geçişin keskinliği örneğin büyük tanecikli yapıya sahip olduğunu ve örnek içerisinde bulunan tanecik sınırları ve safsızlıkların küçük boyutlarda ve yapı içerisinde homojen bir şekilde dağıldığını gösterir.

Şekil 4.3'de sabit frekansta ($f=80$ Hz) LaAlO_3 altlıklar üzerine farklı kaplama hızlarında üretilen YBCO süperiletken ince filmlerin 1 ve 4 Oe AC manyetik alanlardaki AC manyetik duygunluk grafikleri verilmektedir. Bu grafikteki eğrileri ilk olarak kaplama hızlarına göre kıyaslırsak, artan kaplama hızıyla birlikte diyamanyetik hale geçiş eğrilerinin daha geniş sıcaklık aralığında oluştuğu görülmektedir. Diyamanyetik geçişin daha dar bir sıcaklık aralığında tamamlanması ve doyum değerine ulaşması, örneğin homojen bir süperiletken tanecik dağılımına sahip olduğunu gösterir. Ayrıca χ' -T eğrisinde tanecik ve tanecikler arası bölgeler için ayrı adımların oluşmadan tek bir geçiş gözlenmesi bu iki bölgenin süperiletken geçiş sıcaklıklarının birbirine yakın olduğunu göstermektedir. Fakat 2 nm/dk kaplama hızıyla hazırlanan YBCO süperiletken örneğin diyamanyetik faza geçiş sıcaklığı diğerleriyle hemen hemen aynı olmasına rağmen düşük sıcaklıklardaki davranışı oldukça farklıdır. Bu örneğin χ' -T eğrisi çok geniş bir sıcaklık aralığında doyum değerine ulaşmaktadır. Aynı örneğin χ'' -T eğrisi de

geniş bir sıcaklık aralığında pik oluşturmaktadır. Bu sonuçlardan 2 nm/dk hızıyla kaplanan YBCO ince filmlerin yapısındaki süperiletken bölgelerin homojen bir dağılım göstermediği ve safsızlık fazlarının mevcut olduğu söylenebilir. 1,2 nm/dk kaplama hızıyla üretilen örneğin ise diyamanyetik hale geçişinin oldukça dar bir sıcaklık aralığında olduğunu ve sanal kısımda da keskin bir pik oluştuğunu görmekteyiz. Bu durum bize direnç-sıcaklık eğrileriyle de uyumlu olarak, kaplama hızının azalmasıyla daha büyük tanecikli ve tane sınırları, yapısal kusurlar veya safsızlıkların yapı içerisine homojen olarak dağıldığı bir süperiletken elde ettiğimizi göstermektedir.

Kaplama hızının artmasıyla birlikte enerji kayıplarını temsil eden sanal pikin de genişlediği ve dolayısıyla da altında kalan alanın daha büyük olduğunu görmekteyiz. Sanal kısımdaki pik çivileme kuvvetinin büyüklüğü ile orantılıdır (Bahgat et al., 2007). Yani bu pikin ne kadar keskin ve yüksek sıcaklıkta oluşursa çivileme kuvveti o kadar büyüktür. Kritik akım yoğunluğunun değeri çivileme kuvvetinin büyüklüğü ile orantılı olduğu için sanal kısımdaki bu pikle de doğrudan ilişkilidir. Ayrıca çivileme kuvvetinin büyüklüğü örnek içinde bulunan safsızlıkların boyutu ile ilişkilidir. Koherens uzunluğu boyutundan daha küçük safsızlıklar çivileme merkezleri, büyük tanecikler ise zayıf bağlar olarak davranmaktadır. Buradan 2 nm/dk kaplama hızıyla üretilen örneğin diğer örneklerle göre sanal kısımda daha geniş pik genişliğine sahip olması yüzünden kritik akım yoğunluğu değerinin de düşük olacağını söyleyebiliriz.

Manyetik alan şiddetinin artmasıyla birlikte örneklerin diyamanyetik hale geçişi daha geniş bir sıcaklık aralığına yayılmaktadır. Alanın artması örneğin manyetik alanı perdeleme kapasitesini düşürmektedir. Bu durum, artan manyetik alan ile örnek içine giren akı girdapların artmasıyla açıklanmaktadır (Bahgat et al., 2007). Buradan süperiletken örneklerin manyetik alanın değiştirilmesine karşı duyarlı olduğu görülmektedir. Ayrıca örneklerin kaplama hızı arttıkça manyetik alana duyarlılık artmaktadır. Bu durum, süperiletken bölgelerin ve safsızlıkların dağılımındaki homojensizliğin örneğin manyetik alanı dışlama kapasitesini azalttığını açıkça belirtmektedir.

Şekil 4.4’de örneklerin sabit bir manyetik alanda ($H=1$ Oe) farklı frekanslardaki AC manyetik duygunluk grafikleri verilmektedir. Artan frekans değerleri ile birlikte grafiklerde belirgin bir değişme görülmezken diyamanyetik hale geçişin daha yüksek sıcaklıklara doğru kaydığı, fakat manyetik alan genliğinin değişimine göre daha az etkilendiği görülmektedir. Frekansın artması, manyetik alanın örnek içerisine daha kısa zamanlarla girmesine neden olarak örneğin manyetik alanı perdeleme kapasitesini arttırmaktadır. Dolayısıyla örnek daha yüksek sıcaklıklarda diyamanyetik (süperiletken) hale geçebilmektedir (Müler, 1990; Dhingra and Das, 1993; Salamati and Kameli, 2004; Nikolo et. al. 1992).

Ayrıca örneklerin literatürle uyumlu olarak değişen frekansa, manyetik alan şiddetinin değişimine göre çok daha az bağımlı olduğu görülmektedir (Prozorov et al., 1995; Nikolo and Goldfarb, 1989; Müler,

1990; Chenagues and Rao, 1989; Stoppard and Gugan, 1995; Wurlitzer et al.,1997).

4.3.Manyetizasyon (M-H) Ölçüm Sonuçları

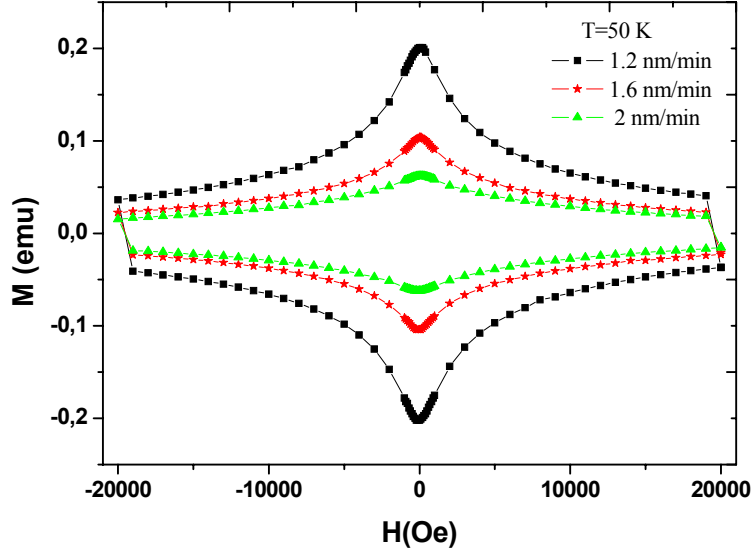
Uygulanan manyetik alan malzemede bir manyetizasyona neden olur ve her malzeme kendine özgü bir manyetik tepki verir.

Süperiletkenlerde, histeresiz, manyetik akı çivilemesinden doğar. Akı çivilemesi olmadığı zaman süperiletkenin manyetik davranışı mükemmel bir şekilde tersinirdir. Bu, Tip I süperiletkenler için olan bir durumdur. Akı çivilemesinin olmadığı ideal Tip II süperiletkenlerin davranışında, M-H tersinirdir. Bununla birlikte hiçbir gerçek malzeme ideal eğride olduğu gibi tersinir değildir. Yapısal kusurlar ya da kimyasal kirlilikler akı çizgilerinin kristal içerisinde serbest bir şekilde hareket etmesini önler, bu durum “çivileme” olarak adlandırılır. Dolayısıyla manyetizasyon eğrisi malzemede çivileme merkezlerinin varlığını gösterir şekilde bir döngü olarak şekillenir. Bu şekillenim bize örneğin mıknatıslanma değerini ve bunun sonucu olarak da maksimum kritik akım taşıma kapasitesinin bir göstergesidir.

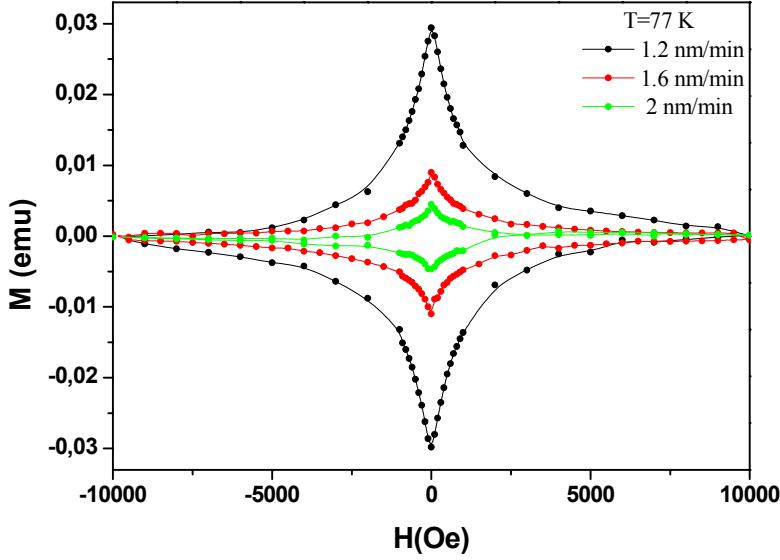
Manyetik alanın artışı malzeme içerisine yoğun bir akı girişine neden olur ve bu da manyetizasyonun azalmasına sebep olur. Manyetik alan değeri üst kritik manyetik alan değerini aştığında ise malzeme tamamen normal hale döner. Manyetik alan azaltıldığında ise mıknatıslanma artar ve manyetik alan sıfır olduğunda bile örnek içerisinde tuzaklanmış akı bulunur. Bu sürekli manyetizma sıcaklık

değiştirilene kadar devam eder. Uygulanan alanın, hangi sıcaklıkta uygulandığı da önemlidir. Çünkü süperiletkenlik özellikleri sıcaklığa bağlıdır ve değişimiyle etkilenmektedir. Kritik sıcaklıktan çok daha düşük sıcaklıklarda manyetizasyon çok daha büyüktür.

Şekil 4.5 ve Şekil 4.6’de sırasıyla 77 K ve 50 K’de yapılan M-H ölçüm sonuçları verilmektedir. Bu şekillerden azalan kaplama hızıyla birlikte örneklerin mıknatıslanma değerleri artmaktadır. Bu durum, kaplama hızının azalmasıyla örnek içerisinde çivileme merkezleri olarak görev yapan süperiletken olmayan yapıların (dislokasyonlar, ikizlenmeler vb.) daha küçük boyutlarda oluştuğunu ve örnek içerisine daha homojen bir şekilde dağıldığını belirtmektedir.



Şekil 4.5. LaAlO₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin $T = 50$ K ‘deki M-H eğrileri



Şekil 4.6. LaAlO₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin $T=77$ K ‘deki M-H eğrileri

Düşük kritik manyetik alan H_{C1} ’den daha büyük bir alanın uygulanması, örneğin içine akı çizgilerinin girmesine neden olur. Alanın artmasıyla birlikte bu histerezis eğrilerinde bir daralma meydana getirir. Mıknatıslanma farkı $M(H,T) = (M^+ - M^-)$ olarak tanımlanır. M^- ve M^+ sırasıyla, uygulanan manyetik alanın arttırılması ve azaltılması ile örneğin mıknatıslanma değerlerini göstermektedir. ΔM , sıcaklığın azalmasıyla birlikte daha da büyümüşür. Bean kritik hal modeline göre, $\Delta M(H,T)$ farkı, süperiletken malzemenin $J_C(H, T)$ kritik akım yoğunluğuyla doğrudan orantılıdır (Bean, 1947).

Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'deki farklı sıcaklıklarda yapılan ölçüm sonuçları birbiriyle kıyaslandığında, sıcaklığın 77 K'den 50 K'e düşmesiyle M-H eğrilerinde genişleme olduğu, yani mıknatıslanmanın arttığı görülmektedir. Bunun sebebi ise sıcaklığın düşmesiyle çivileme kuvvetinin artmasıdır. Dolayısıyla aktivasyon enerjisi artmakta ve böylelikle akı girdaplarının sürüklenmesi azalmaktadır. Bu durum da örneğin mıknatıslanma değeri yükselmekte ve daha büyük manyetik alanlara karşı süperiletkenlik özelliğini koruyabilmektedir.

Manyetizasyon eğrisindeki pikin konumu bize örneğin homojenliği hakkında bilgi verir (Johansen,2000). Bu pik $H=0$ da yer alıyorsa örneklerin homojen bir yapıda olduğunu söyleyebiliriz (Shantsev, 1999; Koblishka, 1999). Şekil 4.5 ve 4.6'de bu piklerin, her iki sıcaklık değerinde bütün örnekler için $H=0$ 'da yer aldığı görülmektedir. Buradan kaplama hızının artmasına rağmen örneklerimizin homojen bir yapıya sahip olduğunu söyleyebiliriz.

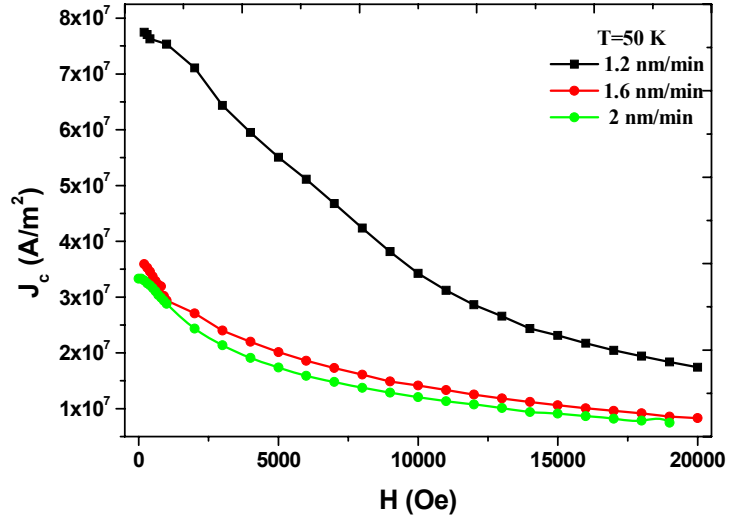
4.4. YBCO süperiletken ince filimlerin Kritik Akım Yoğunlukları

LaAlO_3 altlıklar üzerine farklı kaplama hızlarında elde ettiğimiz YBCO süperiletken ince filimlerin J_c kritik akım yoğunlukları

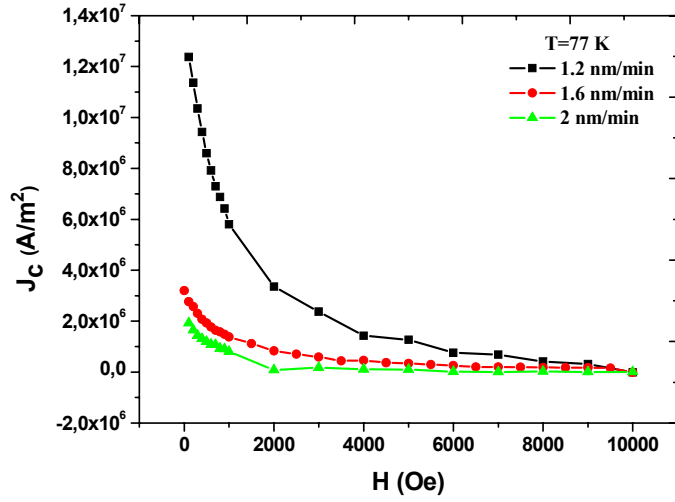
$$J_c = \frac{20\Delta M}{\left[a \left(1 - \frac{a}{3b} \right) \right]}$$

denklemleri kullanılarak belirlendi. Şekil 4.7 'de $T = 50\text{ K}$ 'de ve Şekil 4.8 'de $T = 77\text{ K}$ 'de J_c -H eğrileri verilmektedir. Bu şekillerden, M-H eğrileri ile paralel olarak kritik akım değerlerinin sıcaklığın azalmasıyla arttığı görülmektedir. Ayrıca kaplama hızının azalmasıyla J_c kritik akım yoğunlukları da artmaktadır. Özellikle 1.2 nm/dk kaplama hızıyla hazırlanan örneğin 77 K 'deki kritik akım yoğunluğu $1.24 \times 10^7\text{ A/m}^2$ 'dir.

Çizelge 4.2'de örneklerin kritik akım yoğunluğu değerleri verilmektedir. Bu tablodan açıkça görülmektedir ki her iki sıcaklık değerinde de en yüksek kritik akım yoğunluğu değerine 1.2 nm/dk kaplama hızıyla LaAlO_3 altlık üzerine büyütülen YBCO süperiletken ince filmi sahiptir. Bu örneğin kritik akım yoğunluğu yüksek manyetik alanda dahi oldukça yüksektir. $1,2\text{ nm/dk}$ kaplama hızıyla elde edilen örneğin diğerlerine göre daha küçük boyutlarda, homojen dağılmış ve güçlü çivileme merkezlerine sahip olduğunu söyleyebiliriz. Dolayısıyla daha yüksek manyetik alan altında bile dirençsiz akım taşıyabilme kapasitesine sahiptir.



Şekil 4.7. LaAlO₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin $T=50$ K 'deki J_c -H eğrileri



Şekil 4.8. LaAlO₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin $T=77$ K 'deki J_c -H eğrileri

Çizelge 4.2. LaAlO₃ altlıklar üzerine hazırlanan YBCO süperiletken ince filmlerin J_c kritik akım yoğunlukları

Kaplama Hızı (nm/dk)	2 nm/dk	1.6 nm/dk	1.2 nm/dk
J _c (A/m ²) 50 K'de	3.32x10 ⁷	3.65x10 ⁷	7.74x10 ⁷
J _c (A/m ²) 77 K'de	1.93x10 ⁶	3.20x10 ⁶	1.24x10 ⁷

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerde akı hareketi ve yetersiz akı iğnelenmesi geniş çaplı uygulamalar için önemli bir problemdir. Çünkü malzemenin kritik akım yoğunluğu bu etkenlere bağlı olarak yüksek ya da düşük olmaktadır. Karışık halde süperiletken üzerine uygulanan manyetik alan, $\Phi_0=2,0679 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$ kuantum akısı taşıyan fluxoid'ler (kuantumlanmış akı çizgileri) olarak örnek içine girer ve bu akı çizgilerine $F_L=J \Phi_0$ Lorentz kuvveti etki eder. Bu kuvvet akıyı harekete zorlar ve eğer çivileme kuvveti zayıfsa fluxoid sürüklenir. Bu sürüklenme hareketi, süperiletken örnekte enerji kaybına sebep olur (Kadowaki et. al., 1994). Bu durumda, örnekte direnç oluşmasına neden olur ve kritik akım yoğunluğunun değerini doğrudan etkiler.

Sıcaklık ve uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak kritik akım yoğunluğunun davranışı girdap çivilemesi mekanizması hakkında bilgi vermektedir (Wang et al., 2000). Hosseinali ve arkadaşları (Hosseinali et. al., 1997) ince filmdeki oksijen eksikliğinin artmasının J_c kritik akım değerlerini belirgin bir şekilde düşürdüğünü göstermişlerdir. Ayrıca sıcaklıkla kritik akım yoğunluğunun değişiyor olması Cu-O düzlemlerindeki oksijen boşluklarının süperiletken olmayan, akının hapsedildiği bölgelerin dağılımında etkilidir (Oka et al., 1999). Bu

sonuçlardan kaplama hızının düşürülmesiyle süperiletken YBCO ince filmlerin oksijen eksikliğinin daha az olduğunu söyleyebiliriz.

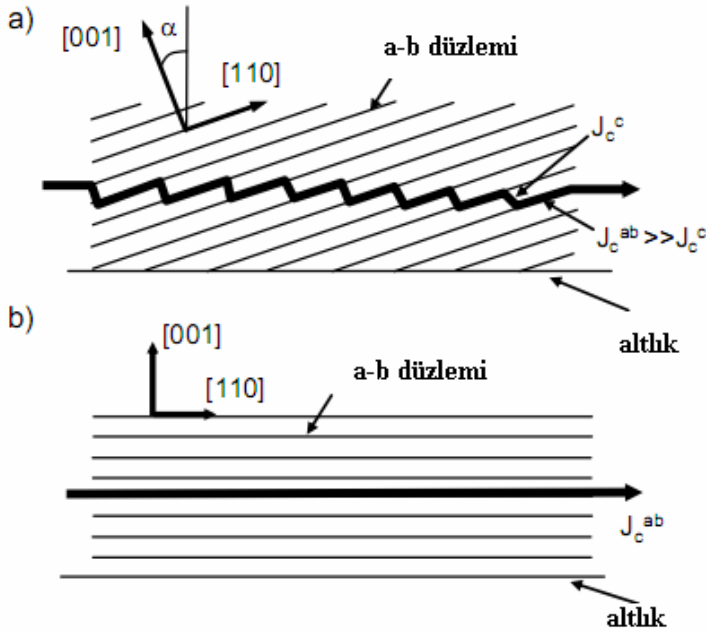
77 ve 50 K'de yapılan ölçümler karşılaştırıldığında, sıcaklığın azalmasıyla birlikte örneklerin kritik akım yoğunluğunun arttığı görülmektedir. Bunun sebebi sıcaklığın azalmasıyla çivileme kuvveti ve aktivasyon enerjisinin de atıyor olmasıdır. Artan aktivasyon enerjisi, manyetik akıların yüksek manyetik alanlarda bile çivileme merkezlerinde tutunmasını sağlamaktadır. Dolayısıyla örneğin kritik akım yoğunluğu düşük sıcaklıklarda daha büyük değerler almaktadır.

4.5.X-Işını Kırınım (XRD) Ölçüm Sonuçları

Büyütülen YBCO süperiletken filmlerin kristal yapıları XRD ölçümü yardımıyla incelendi. İnce filmler hazırlama koşullarına bağlı olarak a-ekseni, a-b eksenleri ve c-ekseni yönelimlerine sahip olabilirler. Eğer büyüme altılık yüzeyine paralel olarak oluşursa a-ekseni yönelimi, dik olarak oluşursa da c-ekseni yönelimli büyüme olarak adlandırılır. YBCO süperiletken filmlerin teknolojik uygulamalarında en çok tercih edilen ise c-yönelimli YBCO ince filmlerdir.

Kritik akım, YBCO'nun kristalografik yapısında c-ekseni boyunca sıralanan CuO düzlemleri boyunca akmaktadır. Kritik akım yoğunluğu değeri yüksek olan YBCO süperiletken filmler elde edebilmek için filmlerin c-ekseni yöneliminde büyütülmesi gerekmektedir. Çünkü a-b düzlemi boyunca ölçülen kritik akım yoğunluğu c-yönünde ölçülen değerden oldukça büyüktür ($J_c^{a-b} > J_c^c$). Şekil 4.9 (a)'da altlık yüzeyi ile arasında α gibi bir açıyla ve (b)'de de yüzeye dik doğrultuda büyütülen YBCO süperiletken ince filmde akımın akışının şematik olarak gösterimi

verilmektedir. Şekilden de görüleceği gibi, c-ekseni yönelimli filmin yüzeyi boyunca akan akım yoğunluğu değeri daha büyük olacaktır. Bu yüzden yüksek J_c 'ye sahip filmler üretebilmek için filmin c-ekseni boyunca büyütülmesi gerekmektedir.

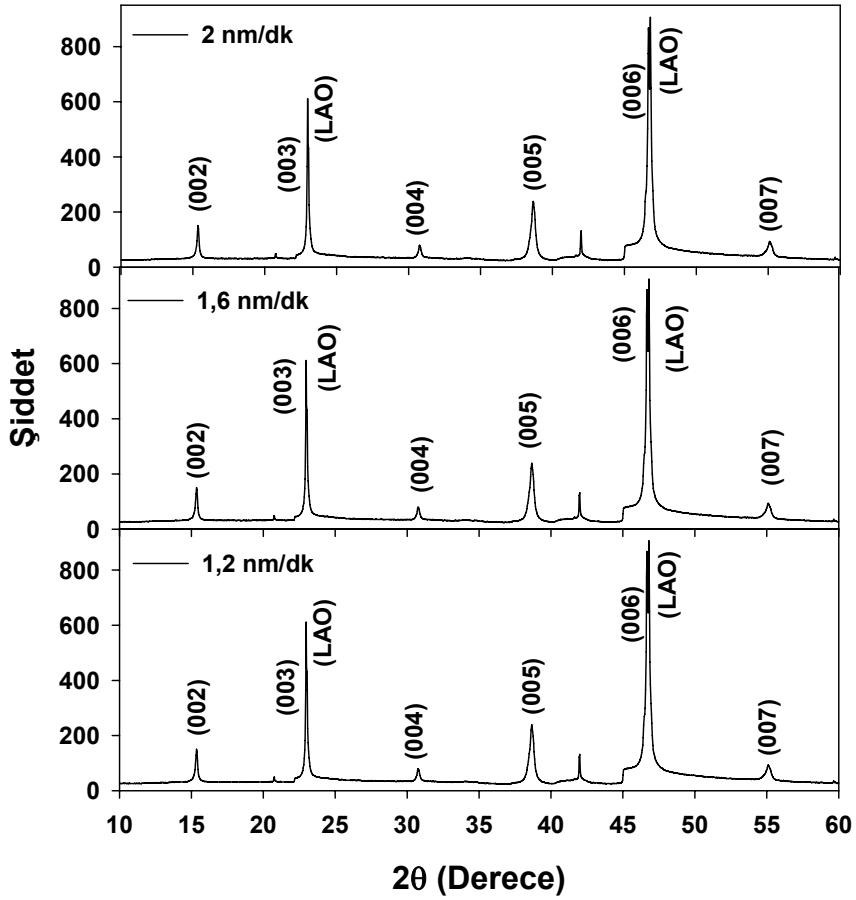


Şekil 4.9. (a) Altlık yüzeyinin normaliyiyle α açısı yapacak şekilde büyütülen (b) Altlık yüzeyine paralel olarak büyütülen YBCO süperiletken ince filmlerde akım yoğunluğunun akışının şematik gösterimi (Masoliver, 2005)

YBCO süperiletken ince filmlerinin büyüme yönelimini etkileyen birçok faktör vardır. Bunların içerisinde en önemlisi kullanılan altlığın yapısı ve yönelimidir. (100) yönelimli LaAlO_3 , SrTiO_3 ve MgO , YBCO süperiletken ince film büyütmesi için en çok kullanılan altlıklardır (Singh and Kumar, 1998). Ayrıca YBCO süperiletken filmlerin kristallenme

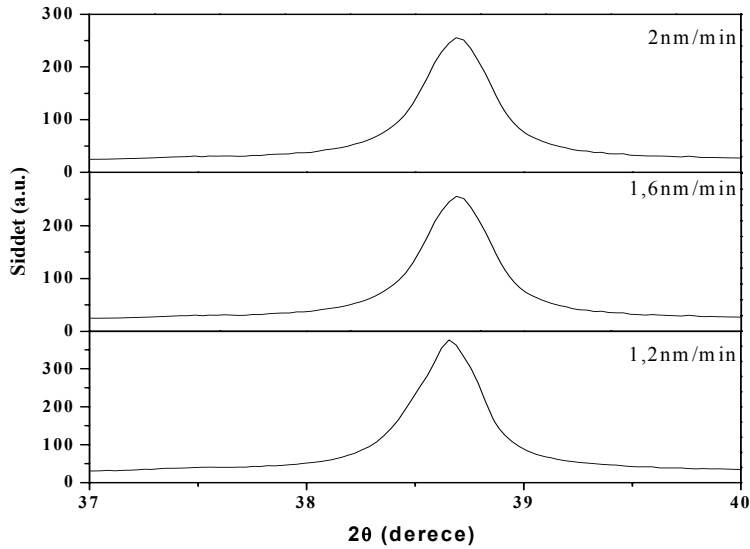
kalitesi kullanılan altlıkla örgü uyumuna bağlıdır. Altlık ile ince filmler arasındaki yüksek örgü uyumu filmlerin kristallenmesini arttırmaktadır (Chan, 1994).

Şekil 4.10'da LaAlO_3 altlıklar üzerine 2,0; 1,6 ve 1,2 nm/dk kaplama hızıyla kaplanan YBCO ince filmlerin XRD grafiklerinden, örneklerin c-ekseni yönelimine sahip olduğu görülmektedir.



Şekil 4.10. LaAlO_3 altlıklar üzerine 2,0; 1,6 ve 1,2 nm/dk kaplama hızıyla kaplanan YBCO ince filmlerin XRD grafikleri

(005) pikinin maksimum yüksekliğinin yarı band genişlik değeri (FWHM), filmlerin c-ekseni yönelimiyle büyüdüğünü göstermektedir (Avcı et al, 2004). FWHM değeri ne kadar küçükse, filmin altlık yüzeyine göre c-ekseni yönelimlidir (Liu et al, 2002) ve bu değer filmin süperiletken özelliklerinde önemli bir rol oynamaktadır (Singh and Kumar, 1998). Şekil 4.11'deki YBCO (005) pikinin FWHM değeri $0,35^\circ$ olarak ölçülmüştür.



Şekil 4.11. LaAlO₃ altlıklar üzerine kaplanan YBCO ince filmlerin(005) piki

(005) pik şiddetinin (006) pik şiddetine oranı örgü düzensizliğinin bir göstergesidir. Bu oran ne kadar büyükse örgü düzensizliği o kadar azdır (Liu et al, 2002). Örneklerin XRD grafiklerinden hesapladığımız $I(005)/I(006)$ ve FWHM değerleri Çizelge 4.3'de verilmektedir. Buradan

LAO altlık üzerine farklı kaplama hızıyla ürettiğimiz örneklerin yaklaşık olarak aynı $I(005)/I(006)$ değerine sahip olduğu görülmektedir. Ayrıca $I(005)/I(006)$, $I(005)/I(004)$ ve $I(005)/I(007)$ pik şiddeti oranları filmlerde oksijen konsantrasyonu hakkında da bilgi verir. $I(005)/I(006)$ oranı oksijen konsantrasyonuna çok daha kuvvetli bağımlıdır (Ye and Nakamura,1993). Oksijen eksikliği δ arttıkça, $I(005)/I(006)$ ve $I(005)/I(004)$ oranları artmakta ve $I(005)/I(007)$ oranı da azalmaktadır. Çizelge 4.3'e baktığımızda kaplama hızının azalmasıyla bu pik şiddeti oranlarında çok fazla değişiklik görülmemektedir. Dolayısıyla ince filmlerdeki oksijen miktarının hemen hemen aynı olduğunu söyleyebiliriz. Ayrıca oksijen konsantrasyonun artması (δ değerinin azalması) yüksek T_c geçiş sıcaklığına da sebep olmaktadır (Jorgensen et al.,1990). Bu sonuç R-T ölçümleriyle de uyumludur.

Çizelge 4.3. Örneklerin $I(005)/I(006)$ ve FWHM değerleri

Altılık	LAO		
	2 nm/dk	1,6 nm/dk	1,2 nm/dk
$I(005)/I(006)$	0,85	0,85	0,84
$I(005)/I(004)$	3,26	3,10	3,03
$I(005)/I(007)$	2,54	2,59	2,62
FWHM	0,35	0,35	0,35

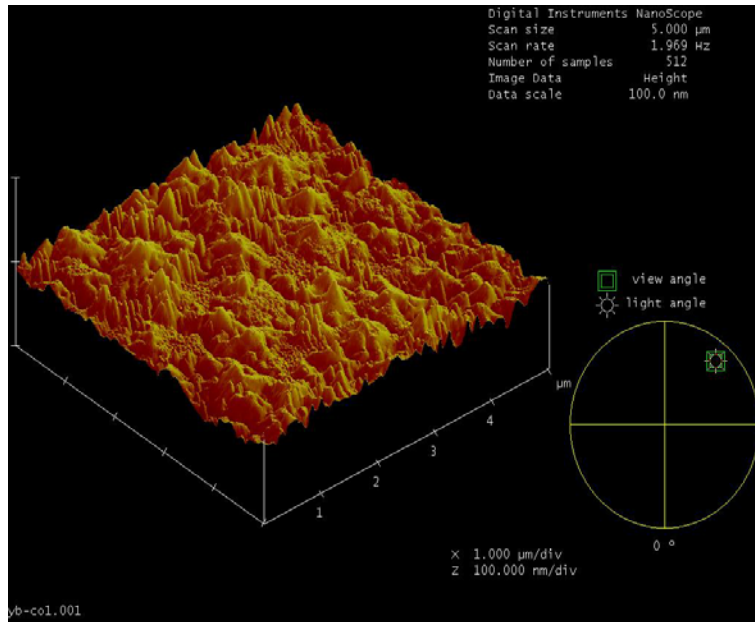
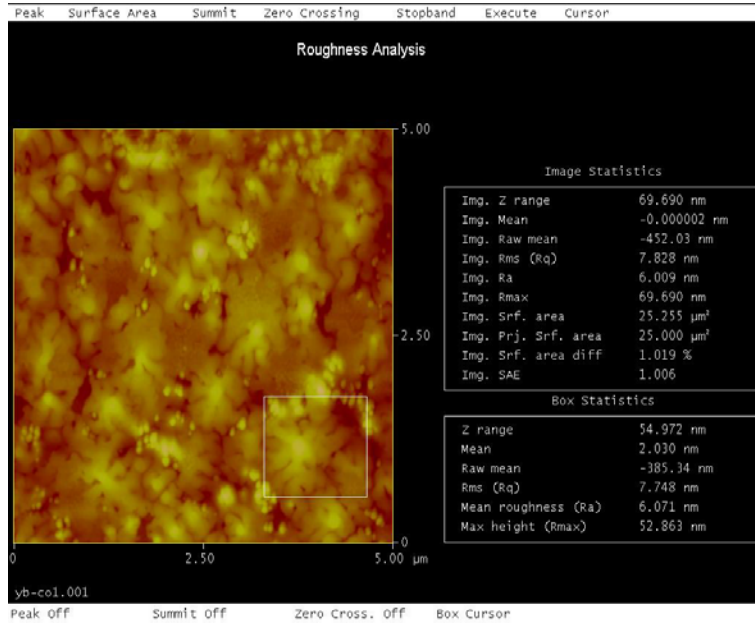
4.6. Atomik Kuvvet Mikroskobu Yüzey Görüntüleri

Atomik kuvvet mikroskobu fotoğrafları yüzeye dokunmadan çalışan çok ince uca sahip Multimode SPM, Nanoscope IV Digital

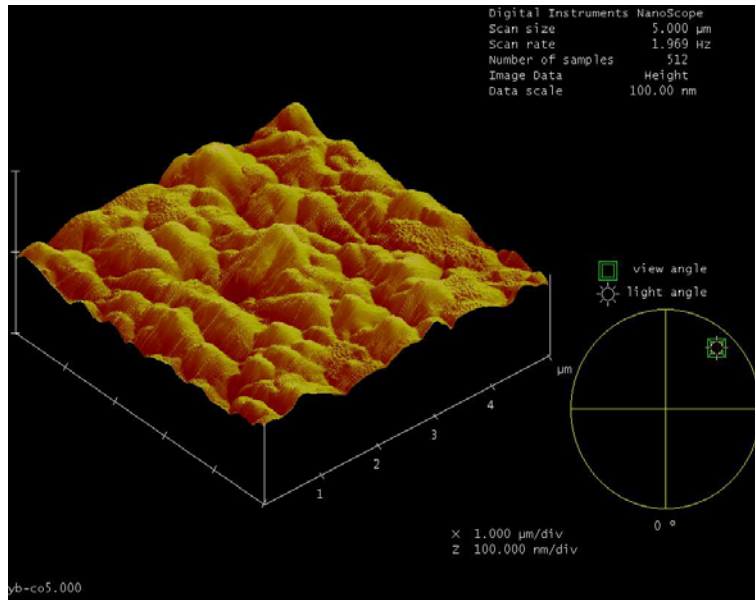
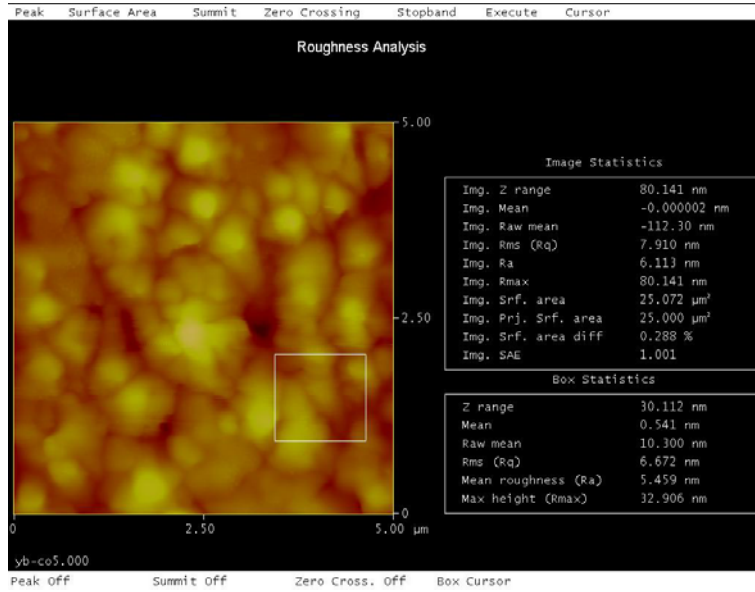
Instrument ile alınmıştır. Burada kaplama hızının değişimine göre YBCO ince filmlerin yüzey kaliteleri incelenmiştir.

Yüksek sıcaklık süperiletken ince filmler, süperiletken elektronik aygıtların temelini oluşturmamasından dolayı büyük bir öneme sahiptir. Elde edilecek aygıtın gereksinimlerine göre, yüzey pürüzlülüğü, kritik sıcaklık ve kritik akım değerleri optimize edilmiş YBCO süperiletken filmlerin üretilmesi gerekmektedir. Yüzey pürüzlülüğü özellikle elektronik uygulamalar için desenleme (litografi) yapılırken önemli olmaktadır. Çok küçük boyutlarda uygulanan Josephson kavşakları ve SQUID ler için yüzeyde herhangi bir kirlilik ya da pürüzlülük uygulamayı engellemektedir. Bu yüzden süperiletken elektroniği için, pürüzsüz yüzeyli, yüksek kritik sıcaklık ve kritik akım yoğunluğuna sahip ince filmler üretmek gerekmektedir.

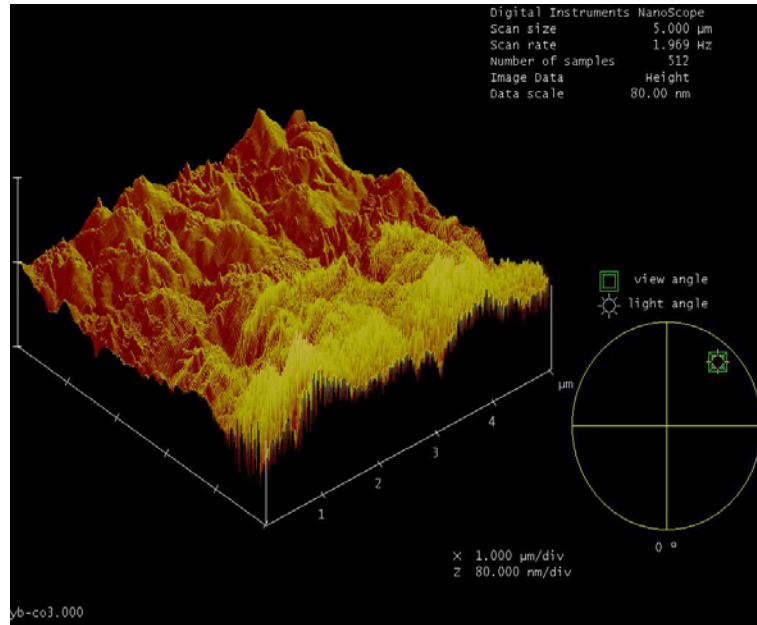
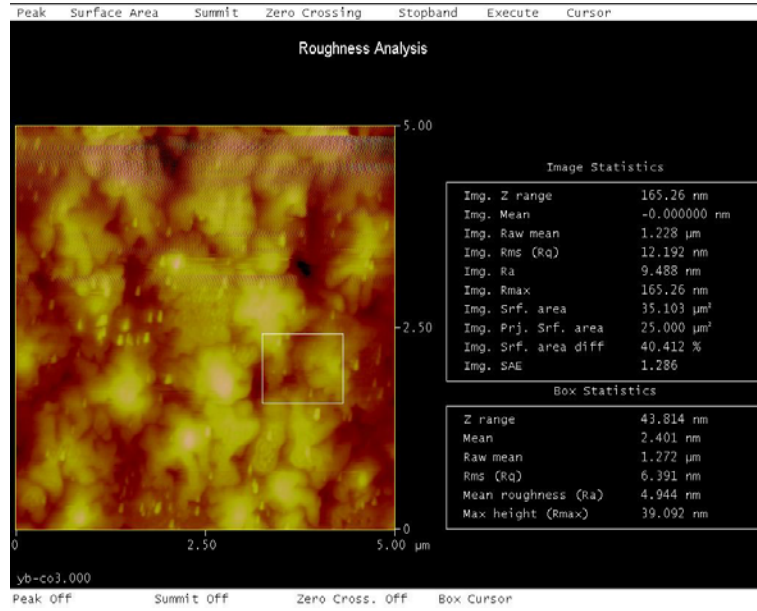
Büyütülen YBCO ince filmlerin üç boyutlu görüntü ve pürüzlülük analizleri Şekil 4.12; 4.13 ve 4.14’de gösterilmektedir. Bu grafiklerden elde edilen yüzey pürüzlülükleri sayısal olarak Çizelge 4.4’de verilmektedir. Şekillerden ve çizelgeden açıkça görüldüğü gibi kaplama hızının artmasıyla yüzey pürüzlülüğü artmaktadır. Bunun sebebi, filmin hazırlanması aşamasında kaplama hızının arttırılmasıyla daha yüksek enerjili iyonların hedeften daha büyük kütleli parçalar koparmasıdır. Kaplama hızının yüksek olması yüzünden, kaplama süresi kısa olduğu için koparılan bu parçalar altlık üzerine homojen olarak dağılamamaktadır. Dolayısıyla da filmin yüzeyi daha pürüzlü olmaktadır.



Şekil 4.12. LAO altlık üzerine 2 nm/dk kaplama hızıyla büyütülen YBCO ince filmin AFM fotoğrafları



Şekil 4.13. LAO altlık üzerine 1,6 nm/dk kaplama hızıyla büyütülen YBCO ince filmin) AFM fotoğrafları



Şekil 4.14. LAO altlık üzerine 1,2 nm/dk kaplama hızıyla kaplama hızıyla büyütülen YBCO ince filmin AFM fotoğrafları

Çizelge 4.4.Örneklerin AFM ölçümlerinden elde edilen yüzey pürüzlülükleri

Altlık	LaAlO₃		
Kaplama Hızı	2 nm/dk	1,6 nm/dk	1,2 nm/dk
Yüzey Pürüzlülüğü (nm)	~ 6,1	~ 5,5	~ 4,9

5. GENEL SONUÇLAR

Günümüz teknolojinin vazgeçilmez bir parçası olan sayısal sistemler ve hassas algılama sensörleri, yüksek akım, hız ve kayıpsız enerji sağlayabilmeleri bakımından yüksek- T_c 'li filmler kullanılarak üretilmeye başlamıştır. Özellikle Josephson eklemleri, SQUID'ler, analog ve dijital sinyal işlemcileri ve IR dedektörler gibi elektronik alanındaki birçok uygulama, ince film formundaki süperiletken malzemeleri zorunlu hale getirmektedir. $YBa_2Cu_3O_{7-δ}$ süperiletken ince filmler, elektronik uygulamalarda yaygınca kullanılabilmesi bakımından üzerinde en çok tartışılan ve yapısal özellikleri bakımından diğer yüksek sıcaklık süperiletken (HTSC) seramik filmlere oranla daha çok anlaşılan bir malzeme olmuştur.

Yüksek sıcaklık süperiletkenler, yapısı birçok oksit bileşiklerden oluştuğu için karmaşık bir kristal yapıya sahiptir. Bu karmaşık sistem özellikle de yapılacak olan elektronik aygıtların çalışma performanslarının son derece değişken olması ve tekrarlanabilir üretim parametrelerinin saptanması konusunda olumsuz etkiler yaratmaktadır. Bunun yanında süperiletken aygıtlar, hem üstün elektriksel özellikleriyle, hem çok yüksek frekanslarda çalışabilmesiyle ve kuantum fiziğinin limitlerinde hassasiyetlere sahip olması bakımından geleceğin teknolojik gelişmesinin en önemli parçalarından birini oluşturacağı da bilinen bir gerçektir. Bu amaçla dünyadaki gelişmiş araştırma kurumlarının da üzerinde çalıştığı en önemli noktalardan birisi bu aygıtların çalışma parametrelerinin standart hale getirilmesi ve üretim koşullarının optimize

edilmesidir. Süperiletken ince filmlerin kalitesi, altlık hazırlığı, hedef koşulları, hedef altlık mesafesi, kısmi gaz basınçları, altlık sıcaklığı, soğutma hızı ve oksijenleme sıcaklığı gibi birçok parametreye bağlıdır. Ancak kaplama hızı, ince filmin mikro yapısını etkileyen en önemli parametredir.

Bu çalışmada $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ince filmler, DC Manyetik Püskürtme sistemiyle, LaAlO_3 altlıklar üzerine farklı sürelerde (farklı büyütme hızlarında) 780°C de büyütüldü. Elektriksel dirençlerinin sıcaklıkla değişimi DC metod, AC manyetik duygunluk ölçümleri karşılıklı indüktans yöntemiyle ve M-H manyetizasyon ölçümleri de MPMS5 SQUID manyetometre ile yapıldı. Örneklerin kritik akım yoğunlukları ise M-H eğrilerinden Bean formülü kullanılarak hesaplandı. Bu ölçümlerin yanı sıra, yapıdaki ortorombik $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken fazları ve film yönelimleri XRD analiziyle ve filmlerin yüzey morfolojisi de atomik kuvvet mikroskop fotoğrafları yardımıyla incelendi.

Örneklerin $R(T)$ ölçümlerinden ince film büyütme hızının, süperiletken geçiş sıcaklıklarına (T_{c0}), süperiletken geçiş aralığına (ΔT) ve normal haldeki direnç değişim özelliklerine etkisi belirlendi. Örneklerin T_c^{on} sıcaklık değerleri, yaklaşık 90 K olmasına rağmen süperiletken geçiş aralığı (ΔT), kaplama hızının artmasıyla önemli artış göstermektedir. ΔT süperiletken geçiş aralıkları, 1,2 nm/dak, 1,6 nm/dak ve 2 nm/dak kaplama hızlarına sahip ince filmlerde sırasıyla 1,20; 2,15 ve 3,23 ölçülmüştür. Normal bölgede örneklerin R-T eğrileri metalik bir davranış olarak lineer bir değişim göstermektedir. . R-T

eğrisinin lineer bölgesindeki eğimin uzantısı sıfır noktasına yakın bölgeden geçmektedir. Fakat film büyütme hızının artmasıyla bu değerde bir artış görülmektedir. Bu nedenle küçük kaplama hızlarında elde edilen ince filmlerin metalik özelliklerinin de iyileştiği söylenebilir.

AC duygunluk $\chi(T)$ ölçümlerinden, tanecikler ve tanecikler arası bölgelere ait reel (χ') ve sanal (χ'') kısımlar incelenerek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ örneklerin, tek fazlı ve keskin bir süperiletken geçişe sahip oldukları gözlemlendi. Fakat kaplama hızının artmasıyla diyamanyetik geçişin daha geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştiği gözlenmektedir. Sanal kısımların da artan kaplama hızıyla daha geniş bir sıcaklık aralığında pik oluşturduğu ve süperiletken geçiş esnasında enerji kaybının arttığı görülmektedir. Ayrıca farklı AC manyetik alan genliği ve frekanslarında duygunluk ölçümleri de yapıldı. Bu ölçümlerden büyük hızlarda büyütülen ince film örneklerin, manyetik alan genliğine daha çok duyarlı olduğu anlaşılmaktadır. Artan AC manyetik alan frekansının filmin perdeleme kapasitesinde artmaya sebep olduğu için diyamanyetik geçiş sıcaklığında çok az bir artışa yol açmaktadır. Bu sonuçlara göre, küçük kaplama hızlarında hazırlanan ince filmlerde tanecikli yapının minimum olduğu ve tanecikler arasında kuvvetli bağlanmaların olduğu anlaşılmaktadır.

İnce film kaplama hızının artmasıyla M-H histerisiz eğrisinin kapladığı alan azalmakta yani mıknatıslanma daha küçük değerler almaktadır. Yapıdaki tane sınırları, ikizlenme düzlemleri, homojensizlikler, normal bölgeler, boşluklar ve çatlaklar koherens

uzunluğu mertebesinde boyutlara sahipse yüksek sıcaklık oksit süperiletkenlerde çivileme merkezleri olarak görev yaparlar. Fakat bu merkezlerin boyutu koherens uzunluğundan büyük boyutlarda ise zayıf bağ (weak link) olarak davranırlar (Chaudhari et. al., 1988; Ni et. al., 1988; Dimos et. al., 1988, Matsushita et al. 1988). Dolayısıyla küçük boyutlu (koherens uzunluğu boyutunda) ve örnek içinde homojen yayılmış çivileme merkezleri, örneğin manyetik alana karşı manyetizasyonunda etkin bir rol oynamakta, manyetizasyonunu arttırmaktadır. Bu yüzden düşük kaplama hızıyla hazırlanan süperiletken filmler daha küçük boyutlu ve daha homojen yayılmış çivileme merkezlerine sahip olduğu söylenebilir. Ayrıca manyetik alanın artmasıyla örneğe giren manyetik akı girdapların sayısı artmakta ve bu girdaplar arasındaki etkileşim, akı çivileme kuvvetinden daha büyük olmaya başlamaktadır (Ramzi, 2005). Böylece örnek içindeki girdaplar harekete geçerek mıknatıslanma ve dolayısıyla kritik akım değerlerinde düşme gözlenmektedir.

Farklı iki sıcaklıkta alınan M-H ölçümlerinden, düşük sıcaklıktaki histeresiz eğrisinin alanın daha büyük olduğu görölmektedir. Bunun sebebi ise düşük sıcaklıkta süperiletkenin manyetik alanı daha iyi dışlaması ve böylece uygulanan alana karşı daha yüksek mıknatıslanma göstermesidir. Sıcaklığın düşmesiyle çivileme kuvveti ve aktivasyon enerjisi artmakta, böylece akı girdaplarının sürüklenmesi azalmaktadır.

Bean kritik hal modeline göre M-H eğrilerinden hesaplanan J_C kritik akım yoğunlukları, yapılan diğer ölçümlerle uyumlu olarak,

kaplama hızının azalmasıyla belirgin bir şekilde artmaktadır. J_c değerleri, kaplama hızının azalmasıyla çivileme merkezlerinin kuvvetlendiği ve süperiletken bölgelerin örnek içinde homojen olarak dağıldığını belirtmektedir. Örneklerin kritik akım yoğunluklarındaki büyük fark, YBCO ince film üretim aşamasında kaplama hızının önemini ortaya koymaktadır.

Teknolojik uygulamalarda yüksek süperiletken kritik parametrelere sahip c-ekseni yönelimli YBCO ince filmler tercih edilir. Yapılan XRD analizleri, büyütülen bütün ince filmlerin c- eksen yönelimli olduğunu göstermektedir. (005) pikinin yarı bant genişliği değeri c-ekseni yönelimin bir ölçüsüdür. Yapılan incelemede bu değer, bütün örneklerde bir birine çok yakın değerler aldığı görülmüştür. $I(005)/I(006)$ pik şiddet oranına ince filmlerde bir örgü düzeninin ölçüsü olarak bakıldığından en yüksek örgü düzenine 1.2nm/dk kaplama hızıyla üretilen örneğin sahip olduğu görülmektedir.

Atomik kuvvet mikroskopuyla alınan yüzey görüntülerine bakıldığında, yüzey pürüzlülüğünün, kaplama hızının artmasıyla arttığı görülmektedir. En pürüzsüz yüzeye sahip örnek 1,2 nm/dk kaplama hızıyla hazırlanan örnektir. İnce filmin küçük hızlarda büyütülmesi esnasında hedef malzemeden daha küçük kütleli parçacıklar kopmakta ve bu da kaplamanın daha homojen olmasını sağlamaktadır.

Kullanım amacına uygun olarak süperiletken film üretilmesi ve tekrarlanabilir olması oldukça önemlidir. Çünkü her teknolojik uygulama alanı kendine özgü şartları beraberinde getirmekte ve bu koşullara uygun

ince filmler gerektirmektedir. Örneğin SQUID’lerde çok küçük boyutlarda desenleme yapıldığı için pürüzsüz yüzeyli ve kritik akım yoğunluğu yüksek filmlere ihtiyaç duyulmaktadır. Yapılan ölçümlerden elde edilen sonuçlardan açıkça görülmektedir ki $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken ince filmler “düşük kaplama hızı” ile daha homojen bir yapıya sahip olmakta ve dolayısıyla daha iyi süperiletken özellikler (yüksek kritik sıcaklık, manyetizasyon, kritik akım yoğunluğu ve daha pürüzsüz yüzey) göstermektedir.

Sonuç olarak Ters Çevrilmiş Silindirik Hedef DC Manyetik Püskürtme (ICMS) sistemiyle ve in-situ koşullarda büyütülen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken ince filmlerin yapısal, elektriksel ve manyetik özellikleri üzerine kaplama hızının etkisi incelendi. Düşük kaplama hızlarında homojen, yüksek kritik süperiletken parametrelere sahip (T_c , J_c), c-eksen yönelimli, daha pürüzsüz yüzeyli YBCO ince filmler büyütülebileceği ortaya konmuştur.

KAYNAKLAR

- Anderson, G.S., Mayer, Wm.N. and Wehner, G.K.,** 1962, Sputtering of Dielectrics by High-Frequency Fields, *J. Appl. Phys.*, 33:2991.
- Avci, I., Tepe, M., Abukay, D.,** 2004, Effect of Deposition Conditions on YBa₂Cu₃O₇-Delta Thin Films by Inverted Cylindrical Magnetron Sputtering and Substrate Effects, *Solid State Communications*, 130:357-361.
- Avraham, Nurit,** 2007, Local Magnetization Measurements of High-Temperature Superconductors and Single Molecule Magnets, Scientific Council of The Weizmann Institute of Science Rehovot, Israel, Doctor of Philosophy.
- Bahgat, A.A., Shaisha, E.E. and Saber, M.M.,** 2007, Study of Microstructure and Magnetic Properties in Copper Oxide Superconducting Systems Through AC Magnetic Susceptibility, *Physica B*, 399:70–76.
- Bardeen, J., Cooper, L.N., and Schrieffer,** 1957, Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.*, 108:5.
- Bean, C.P.,** 1962, Magnetization of Hard Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, 8:250.
- Bean, C.P.,** 1964, Magnetization of High-Field Superconductors, *Reviews of Modern Physics*, 36:31-39.

KAYNAKLAR (devam)

- Beasley, M.R.**, 1989, High-Temperature Superconductive Thin Films, Proceedings of The IEEE, 77:1155-1163.
- Bednorz, J.G. and Müller, K.A.**, 1986, Possible High T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System, Phys B, 64:189.
- Cao, X.W., Wang, Z.H. and Li K. B.**, 1998, Critical Current Density and Flux Pinning in Vortex Liquid Regime for YBa₂Cu₃O_{7- δ} Epitaxial Thin Films, *Physica C*, 305:68-74.
- Chan, S.W.**, 1994, Nature of Grain Boundaries as Related to Critical Currents in Superconducting YBa₂Cu₃O_{7-x}, *J.Phys. Chem. Solids*, 55:1415.
- Chang, H.J., Watanabe, Y., Doshida, Y., Shimizu, K., Okamoto, Y., Akihama, R. and Song, J.T.**, 1990, Properties of Y₁Ba₂Cu₃O_{7-x} Superconducting Thin-Films Prepared by Reactive Evaporation Method, *Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters*, 29-12 L2207-L2210.
- Chaudhari, P., Mannhart, J., Dimos, D., Tsuei, C.C., Chi, J., Oprysko, M.M. and Scheuermann, M.**, 1988, Direct Measurement of The Superconducting Properties of Single Grain-Boundaries in Y₁BA₂CU₃O_{7-DELTA}, *Physical Review Letters*, 60:1653-1656.

KAYNAKLAR (devam)

- Dhingra, I. and Das, B.K.**, 1993, Frequency, Field and Thermomagnetic Dependence of AC Susceptibility in YBCO, *Supercond. Sci. Technol.*, 6:765-770.
- Dzhafarov, T.D., Varilci, A., Sadygov, M. and Altunbaş, M.**, 1996 , The Effect of Ag Diffusion on Properties of BiPbSrCaCuO Thin Films, *Physica C*, 288:143.
- Eckstein, J.N., Bozoviç, K.E., Von Descomeck, D.G., Schlom, J.S., Haris, Jr. and Bauman, S.M.**, 1998, Atomically Layered Heteroepitaxial Growth of Single-Crystal Films of Superconducting $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, *Appl. Phys. Lett.*, 57:931.
- Enomoto, Y., Muralcamı, T., Suziki, M. and Moriwaki, M.**, 1987, Largely Anisotropic Superconducting Critical Current in Epitaxially Grown $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_{7-y}$ Thin Film, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 26:L1248-L1250.
- Geerk, J., Linker, G. and Meyer, O.**, 1992, HTSC Thin-Film Growth by Inverted Cylindrical Magnetron Sputtering, *Journal of Superconductivity*, 5:345-351.
- Goldfarb, R.B., Lelental, M. and Thompson, C.D.**, Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin System, Hein, R.A., Francavilla, T.L. and Liebenberg, D. H., (Eds), Plenum pres, New York.

KAYNAKLAR (devam)

- Gyorgy, E.M., Van Dover, R.B., Jackson, K.A., Schneemeyer, L.F. and Waszczak, J.V.**, 1989, Anisotropic Critical Currents in $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_7$ Analyzed Using an Extended Bean Model, *Appl. Phys. Lett.*, 55:283.
- Hollmann, E.K., Vendik, O.G., Zaitsev, A.G. and Melekh, B.T.**, 1994, Substrates for High- T_c Superconductor Microwave Integrated Circuits, *Supercond. Sci. Technol.* 7:609-622.
- Hosseinali, G.S., Weber, H.W., Stangl, E., Proyer, S. and Bäuerle, D.**, 1997, Flux Pinning in Oxygen Deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Thin Films, *Physica C*, 282-287:2147-2148.
- Hung, C.Y., Vanscyoc, J.M., Schlesinger, T.E., Johnson, J.C., Brewer, J.A. and Migliuolo, M.**, 1995, On-Axis Single-Target Sputter Deposition of YBCO on Si and YSZ, *Materials Science and Engineering B*, 33:85-90.
- İlbeyi, A.**, 2002, Yüksek sıcaklık süperiletken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ince film hazırlanması ve Josephson kavşağı elde edilmesi, Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi.
- Johansen, T.H., Shantsev, D.V., Koblishka, M.R., Golperin, Y.M., Wolerka, P. and Jirsa, M.**, 2000, The Low-Field Peak in Magnetization Loops of Uniform and Granular Superconductors in Perpendicular Magnetic Fields, *Physica C*, 341-348:1443-1444.

KAYNAKLAR (devam)

- Jorgensen, J.D., Veal, B.W., Paulikas, A.P., Nowicki, L.J., Crabtree, G.W., Claus, H. and Kwok, K.,** 1990, Structural Properties of Oxygen-Deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Phys. Rev. B*, 41:1863.
- Josephson, B.D.,** 1962, Possible new effects in superconductive tunnelling, *Phys. Lett.*, 1:251-253.
- Kadowaki, K., Songliu, Y. and Kitazawa, K.,** 1994, Lorentz-Force-Independent Dissipation In High-Temperature Superconductors, *Supercond. Sci. Technol.*, 7:519-540.
- Kajino, K., Kimura, T., Horii, Y., Watanabe, M., Inoue, M. and Fujimaki, A.,** 2009, Preparation of Narrowed $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Nanobridges Down to 30 nm with Reduced Degradation, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19:178-182.
- Kamerlingh Onnes, H.,** 1911, The Superconductivity of Mercury, *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, Nos.*, 122 and 124,
- Kikuchi, M., Syono, Tkiwa, A., Oh-Ishi, K., Arai, I., Hiraga, K., Kobayashi, N., Sasaoka, T. and Muto, Y.,** 1987, Thermal and X-ray Analyses of High Temperature Superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.74}$, *Jap. Journal of Applied Phys.*, 26,86:1066-1069.

KAYNAKLAR (devam)

- Kim, Y. B., Hempstead, C. F. and Strnad, A. R.,** 1962, Critical Persistent Currents in Hard Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, 9: 306 - 309
- Kong, X.Y., Ren Y.F., Li, J.W., Yu, H.W., Chen, G.H. and Yang, Q.S.,** 2006, A Novel Quadruple Excitation in High-T-c SQUID-Based Non-Destructive Evaluation, *Superconductor science & technology*, 19:223-226.
- Krupke, R., Azoulay, M. and Deutscher, G.,** 1999, School of Physics and Astronomy, Raymond and Beverly Sockler Fakulty of Exact Science, Tel Aviv Universty, Isreal, Chapter 7.
- Kung, P.J., Maley, M.P., Mc Henry, M.E., Willis, J.O., Murakami, M. and Tanaka, S.,** 1993, Flux Pinning by Y2BaCuO5 Precipitates and Field-and Temperature-Driven Pinning Centres in Melt-Powder-Melt-Growth Processed Yba2Cu3O7, *Physical Review B*, 48,18:13922-13938.
- Liu, C.X., Xu, M., Tang, W.H., Chen, X.M., Yang, N., Mai, Z.H., Tao K. and J. Gao,** 2001, Micro-Structural Analysis of YBa₂Cu₃O_{7-x} Thin Films Grown on Different Substrates by X-Ray Techniques, *Physica C*, 361:260–266.

KAYNAKLAR (devam)

- Liu, X.Z., Li, Y.R., Tao, B.W., Luo, A. and He, S.M.,** 2002, The Effect of Deposition Rate on The Microstructure of YBCO Thin Films Prepared by Inverted Cylindrical Magnetron Sputtering, *Physica C*, 371:133-138.
- Maley, M.P., Willis, J.O., Lessure, H. and Mc Henry, M.E.,** 1990, Dependence of Flux-Creep Activation Energy Upon Current Density in Grain-Aligned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, *Physical Review B*, 42,4:2639-2642.
- Masoliver, A.P.,** 2005, Critical Currents and Dissipation of Grain Boundary Networks in Coated Conductors, PHD Thesis, Universitat Autònoma de Barcelona.
- Matsushita, T.,** 1988, Electric-Field in the Mixed State of a Type-II Superconductor in a Longitudinal Magnetic-Field, *Journal of the Physical Society of Japan*, 57:3941-3945.
- Maxwell, E.,** 1950, Isotope Effect in The Superconductivity of Mercury, *Phys. Rev.*, 78:477.
- Meissner, W. und Ochsenfeld, R.,** 1933, Ein Neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit, Naturwissenschaften, 21:44.

KAYNAKLAR (devam)

- Mitchell, E.E., Tilbrook, D.L., Lewis, C.J., Sullivan, P.R. and Foley, C.P.,** 2007, Development of a Josephson Junction-Based Superconducting True-Field Magnetometer, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17:714-717.
- Mogro-Camperot A., Turnert, L.G., Bogorad, A. and Herschitz, R.,** 1990, The Effect of Temperature Cycling on Thin Films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, *Supercond. Sci. Technol.* 3:537-539.
- Müller, K.H.,** 1990, Frequency Dependence of AC Susceptibility in High-Temperature Superconductors, *Physica C*, 168:585.
- Naito, M., Hammond, R.H., Oh, B., Hahn, M.R., Hsu, J.W.P., Rossenthal, P., Marshel, A.F., Beasly, M.R., Geballe, T.H. and Kapitolink, A.,** 1987, Thin-Film Synthesis of The High- T_c Oxide Superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ by Electron-Beam Codeposition, *Journal of Materials Research*, 2:713-725.
- Nikolo, M.,** 1993, Flux dynamics in high-temperature superconductors, *Supercond. Sci. Technol.*, 6:618-623.
- Nikolo, M., Goldfarb, R.B.,** 1989, Flux Creep and Activation Energies at The Grain Boundaries of Y-Ba-Cu-O Superconductors, *Phys. Rev. B*, 39:6615.
- Nikolo, M., Kiehl, W., Duan, H.M. and Hermann, A.M.,** 1992, Flux-Creep Activation Energies in $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ Single Crystals, *Phys. Rev. B*, 45:5641.

KAYNAKLAR (devam)

- Norton, D.P.**, 1998, Science and Technology of High-Temperature Superconducting films, *Annual Review of Materials Science*, 28:299-347.
- Oka, A., Koyama, S., Izumi, T. and Shiohara, Y.**, 1999, Effect of Heat Treatment on J_c - H Curve for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystal, *Physica C*, 322:65-72.
- Orlando, T.P. and Delin, K.A.**, 1990, Foundations of Applied Superconductivity, Addison-Wesley Published.
- Philips, J.M.**, 1996, Substrate selection for high-temperature superconducting thin films, *J. Appl. Phys.*, 79:1829.
- Pinto, R., Pai, S.P., Gupta, L.C., Vijayaraghavan, R., Choure, A.G. and Shirodkar, V.S.**, 1990, Cylindrical Magnetron Sputtering Parameters for the Growth of $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Thin-Films, *Physica C*, 171:131.
- Pippard, A.B.**, 1953, An Experimental and Theoretical Study of the Relation between Magnetic Field and Current in a Superconductor, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 216:547-568.
- Prozorov, R., Shaulov, A., Wolfus, Y. and Yeshurun, Y.**, 1995, Frequency Dependence of The Local AC Magnetic Response in Type-II Superconductors, *Phys. Rev. B*, 52:12541-12544.

KAYNAKLAR (devam)

- Ramzi, A., Taoufik, A., Senoussi S., Tirbiyine A. and Abaragh A.,** 2005, The Critical Current Density J_c in High Quality $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Thin Films, *Physica A*, 358 :119-122
- Reynolds, C.A., Serin, B., Wright, W.H. and Nebitt, L.B.,** 1950, Superconductivity of Isotopes of Mercury, *Phys. Rev.*, 78:487.
- Saito, A., Shirakawa, M., Kitamura, K., Noguchi, Y., Mukaida, M., Yamasaki, H, Nakagawa, Y., Hirano, S. and Ohshima, S.,** 2005, Temperature and DC Magnetic Field Dependence of The Surface Resistance in HTS Films, *Physica C*, 426–431:1606–1610.
- Salamati, H., Kameli, P.,** 2004, AC Susceptibility Study of YBCO Thin Film and BSCCO Bulk Superconductors, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 278:237–243.
- Sarkar, B.K., Usha, P., Pinto, R. and Misra, V.K.,** 1999, High Temperature Superconducting Thin Film Microwave Filters, *IETE Journal of Research*, 45:265-269.
- Selinder, T.İ., Larsson, G., Helmersson, U. and Rudner, S.,** 1991, Pressure Dependence of The Resputtering of Y-Ba-Cu-O Thin Films Grown by DC Magnetron Sputtering, *Supercond. Sci. Technol.*, 4:379-381.

KAYNAKLAR (devam)

- Shantsev, D.U., Koblishka, M. R., Galperin, Y. M, Jöhansen, T. H., Püst, L. and Jirsa, M.,** 1999, Central Peak Position in Magnetization Loops of High- T_c Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, 82:2947-2950.
- Shintani, Y. and Tada, O.,** 1970, Preparation of Thin BaTiO₃ Films by DC Diode Sputtering, *J. Appl. Phys.* 41:2376.
- Singh, R.K. and Kumar, D.,** 1998, Pulsed Laser Deposition and Chracterization of High- T_c YBa₂Cu₃O_{7-x} Superconducting Thin Films, *Mat. Sci. and Eng.*, R22:113-185.
- Somekh, R.E., Blamire, M.G., Barber, Z.H., Butler, K., James, J.H., Morris, G.W., Tomlinson, E.J., Schwarzenberger, A.P., Stobbs, W.M. and Evetts, J. E.,** 1987, High Superconducting Transition Temperatures in Sputter-Deposited YBaCuO Thin Films, *Nature*, 326:857-859.
- Stoppard, O. and Gugan, D.,** 1995, The Low-Field AC Susceptibility of Type-II Superconducting Thin-Films, *Physica C*, 241:375-379.
- Sumption, M.D., Haugan, T.J., Barnes, P.N., Campbell, T.A., Pierce ,N.A. and Varanasi, C.,** 2008, Magnetization Creep and Decay in YBa₂Cu₃O_{7-x} Thin Film with Artificial Nanostructure Pinning, *Physical review B*, 77:094506.

KAYNAKLAR (devam)

- Taoufik, A., Senoussi, S. and Tirbiyine, A.,** 2002, The Critical Current Density and The Vortex Pinning in High-Quality $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\Delta}$ Thin Films, *Physica B*, 321:332-336
- Tepe, M.,** 1997, AC Manyetik Süseptibilite Ölçüm Yöntemiyle Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerine Katkı Maddelerinin Etkisinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Ege Üniversitesi.
- Tepe, M., Abukay, D., Avcı, I. ve Öktem B.,** 2007, Yüksek Sıcaklık Süperiletken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$ İR Bolometre (Termal Dedektör) Tasarımı ve Uygulamaları, Tübitak, 104M194.
- Volodin, A., Temst, K., Bruynseraede, Y., Van Haesendonck, C., Montero, M.I., Schuller, Ivan, K., Dam, B., Huijbregtse, J.M. and Griessen, R.,** 2002, Magnetic Force Microscopy of Vortex Pinning at Grain Boundaries in Superconducting Thin Films, *Physica C*, 369:165–170.
- Wang, Z.H., Zhang, H. and Cao, X.W.,** 2000, Vortex-Glass Transition and $J(c)(H,T)$ Characteristics in Epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\Delta}$ Thin Films, *Physica C*, 337:62-66
- Wellstood, F.C., Kingston, J.J., Ferrari, M.J. and Clarke, J.,** 1991, Thin-Film Flux Transformers of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, *IEEE Transactions on Magnetics*, 27:2569-2572.
- Wördenweber, R.,** 1999, Growth of High- T_c Thin Films, *Supercond. Sci. Technol.*, 12:R86-R102.

KAYNAKLAR (devam)

- Wu, M.K., Ashburn, J.R., Torng, C.J., Hor, P.H., Meng, R.L., Gao, L., Huang, N.Z., Wang, Y.Q. and Chu, C.W.,** 1987, Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure, *Phys. Rev. Lett.*, 58:908.
- Wurlitzer, M., Lorenz, M., Zimmer, K. and Esquinazi, P.,** 1997, AC Susceptibility of Structured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Thin Films in Transverse Magnetic AC Fields, *Phys.Rev. B*, 55:11816.
- Ye, J. and Nakamura, K.,** 1993, Quantitative Structure Analyses of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Thin Films: Determination of Oxygen Content From X-Ray-Diffraction Patterns, *Physical Review B*, 48:7554.
- Young, K.H., Sun, J.Z., Eddy, M.M. and Inam, A.,** 1992, Microwave Performance-Property Relationships of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\text{delta}}$ Thin-Films Grown on LaAlO_3 (001) Substrate, *Journal of Electronic Materials*, 21:475-482.
- Youssif, M.I., Bahgat, A.A. and Ali, I.A.,** 2000, Magnetic Susceptibility Technique for The Characterisation of High Temperature Superconductors, *Egypt. J. Sol.*, 23:231-250.
- Zhang, X.F., Kung, H.H., Foltyn, S.R., Jia, Q.X., Peterson, E.J. and Peterson, D.E.,** 1999, Speeding up Film Deposition Rate: Its Effects on Microstructures of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Superconducting Thick Films, *Journal of Materials Research*, 14:1204-1211.

KAYNAKLAR (devam)

Zheng, J.Q., Wang, X.K., Shih, M., Williams, S., So, J., Lee, S.J., Duttq, P., Chang, R.P.H. and Ketterson, J.B., 1991, Effects of Deposition Rate and Substrate-Temperature on the Orientation and the Growth of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ Thin-Films, *IEEE Trans. Magn.*, 27:1025.

ÖZGEÇMİŞ

T.C. vatandaşı olan Ayşe Belkıs KARCI 28.02.1978’de İstanbul’da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Denizlide tamamladı. Pamukkale Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden 2000 yılında mezun oldu. 2003 yılında aynı üniversitede “ $Y_{1-x}Gd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Süperiletken Sisteminin Üretimi, Yapısal ve Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi” isimli teziyle Yüksek lisans eğitimini tamamladı ve aynı yıl Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde doktora eğitime başladı. Halen aynı üniversitede Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.