

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
(YÜKSEK LİSANS TEZİ)

YÜKSEK SICAKLIK YBCO İNCE FİLMLERİN
YAKIN KIZILÖTESİ IŞIMAYA KARŞI
TEPKİLERİNİN İNCELENMESİ

Ogün Utku DİKİCİ

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. İlbeyi AVCI

Fizik Anabilim Dalı

Sunuş Tarihi : 16.06.2015

Bornova-İZMİR
2015

Ogün Utku Dikici tarafından yüksek lisans tezi olarak sunulan “YBCO İnce Filmlerin Kızılötesi Işımaya Karşı Tepkilerinin 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 8 Haziran 2015 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri:

İmza

Jüri Başkanı	:	
Raportör Üye	:	
Üye	:	

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ETİK KURALLARA UYGUNLUK BEYANI

E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin ilgili hükümleri uyarınca Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “YBCO İnce Filmlerin Kızılötesi Işımaya Karşı Tepkilerinin İncelenmesi” başlıklı bu tezin kendi çalışmam olduğunu, sunduğum tüm sonuç, doküman, bilgi ve belgeleri bizzat ve bu tez çalışması kapsamında elde ettiğimi, bu tez çalışmasıyla elde edilmeyen bütün bilgi ve yorumlara atıf yaptığımı ve bunları kaynaklar listesinde usulüne uygun olarak verdiğimi, tez çalışması ve yazımı sırasında patent ve telif haklarını ihlal edici bir davranışımın olmadığını, bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya diğer bir üniversitede başka bir tez çalışması içinde sunmadığımı, bu tezin planlanmasından yazımına kadar bütün safhalarda bilimsel etik kurallarına uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul edeceğimi beyan ederim.

16/6/2015

Ogün Utku DİKİCİ

ÖZET

YÜKSEK SICAKLIK YBCO İNCE FİMLERİN YAKIN KIZILÖTESİ IŞIMAYA KARŞI TEPKİLERİNİN İNCELENMESİ

DİKİCİ, Ogün Utku

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. İlbeyi AVCI

Haziran 2015, 94 sayfa

Bu çalışmada Yüksek Sıcaklık Süperiletken YBCO tabanlı kıvrımlı tip mikroköprülerin, 908nm yakın kızılötesi lazer ışıması altında bolometrik tepkileri incelenmiştir.

Optik sistemle uyumlu IR sensörler için geliştirilen üretim prosesi; YBCO bileşeni tozlardan başlayarak, yüksek duyarlılıklı bolometreler elde edene dek tamamen incelenmiştir.

İnce film üretimi öncesinde sıcak pres ve geleneksel toz sinterleme yöntemleriyle YBCO sarf malzemeler hazırlanmıştır. 2” çapında YBCO tabletler DC/RF magnetron sputter sistemine yerleştirilmiş ve ince filmler üretilerek testleri yapılmıştır.

İnce film ve mikroköprülerin fiziksel özelliklerini ve IR tepkilerini gözlemlemek için bir optik sistem üretilmiştir. Üretim prosesiyle ilgili sonuçlar teorik çerçeveleriyle birlikte uygun bölümlere eklenmiştir.

Anahtar sözcükler: Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri, YBCO ince filmler, IR sensörler.

ABSTRACT**INVESTIGATION OF THE RESPONSE OF HIGH- T_c YBCO
THIN FILMS AGAINST NEAR INFRARED RADIATION**

DİKİCİ, Ogün Utku

MSc in Physics

Supervisor: Assist. Prof. Dr. Ilbeyi AVCI

June 2015, 94 pages

In this study, High Temperature Superconductor YBCO meander type microbridges have been investigated by means of bolometric response under near infrared radiation of 908nm wavelength IR laser.

A fabrication process for the IR sensor compatible to the optical system has been developed. Starting from the YBCO component powders a complete process have been developed for high sensitive bolometers, and a complete characterization had been performed.

Prior to the thin film production, YBCO target materials were prepared for the sputtering system by using hot pressing and conventional powder sintering. 2” diameter YBCO targets were then attached to the DC/RF magnetron sputtering system, then, thin films were prepared and tested.

An optical system was constructed for obtaining physical properties and infrared response of thin films and microbridges. The results associated for the fabrication process including the theoretical coverage are discussed in appropriate sections.

Keywords: High Temperature Superconductors, YBCO thin films, IR sensors.

TEŞEKKÜR

Öğrenmek; insan beyninin algısında zaman çözünürlüğü için tanımlanmış bir Δt aralıkta yaşanan farklılığı, simültane olarak ve karşılaştırmalı gözlemlemektir. Bu nedenle alışılmışın dışındaki katkıları nedeniyle;

Sevgili ve bir o kadar sayın Süleyman Abi'ye teşekkürlerimi sunmak istiyorum. Her şeyin sökülüp parçalanabileceğini ve tekrar bir araya getirilebileceğini bana öğrettiği için. Umarım balığa çıkma planlarımız yaşam boyu devam eder.

Musa Abi ve Ramo'ya teşekkürlerimin yanında şükranlarımı da sunuyorum. Hiçbir zaman beni geri çevirmedikleri ve en zor anlarda sakinlikle tüm işlerin yoluna girebileceğini bana öğrettikleri için. Bir sahil kasabasındaki küçük bir restoranda, bir sabahı birlikte karşılamak dileğiyle...

Naci Abi'ye çok teşekkür ederim. Paranın gerçekten ikinci sırada olabileceğini ve “eski toprak” sözünün karşılığını istediğim gibi faydalanmam için cömertçe bana takdim ettiği için. İnanıyorum bir gün birlikte çalışacağız.

Kimya Bölümü'nün kızlarına da özel bir teşekkür borçluyum. Tam yılmak üzere olduğum anlarda bir kere bile geri çevirmeden hep birlikte bana yardım için laboratuvara geldiler. Umarım mutlu bir gelecek onları bekliyordur. Buna inanıyorum...

Ve tabii ki bölümdeki tüm hocalarıma ve arkadaşlarıma çok teşekkür ederim. Hiçbir zaman kimsenin beni geri çevirdiğini hatırlamıyorum.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	vii
ABSTRACT	ix
TEŞEKKÜRLER	xi
ŞEKİLLER DİZİNİ	xv
ÇİZELGELER DİZİNİ	xx
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xi
1. YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİ	1
1.1 Giriş	1
1.2 Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Yapısı ve $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	4
1.3 YBCO'nun Mikrodalga Absorpsiyonu	6
2. BOLOMETRELER	8
2.1 Aktarma Hatları (Transmission Lines)	8
2.2 Bolometreler	10
3. ÜRETİM PROSESİ	30
3.1 İnce Film Üretimi	30
3.1.1 Sputtering Teorisi	30
3.1.2 Sputtering'in enerji Bağımlılığı	32
3.1.3 Püsküren Atomların Enerji Dağılımları ve Açıları	34
3.1.4 Magnetron Sputtering	36
3.1.5 Çökeltme Oranı (Deposition Rate)	40
3.1.6 Epitaksiyel YBCO İnce Filmlerin Üretimi	41

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
3.2 Mikrobolometrelerin Desenlenmesi	52
3.2.1 Litografi	52
3.2.2 Kimyasal Aşındırma	53
3.3 Kontak Elektrotları	56
3.3.1 Metal Elektrot İçin Magnetron Sputter Sistemi Geliştirilmesi	56
3.4 Paketleme	64
4. PERFORMANS ANALİZİ VE SONUÇLAR	66
4.1 AC Manyetik Süseptibilite Ölçümü	66
4.2 4 Nokta (Kelvin) Ölçüm Yöntemi	71
4.3 Mikroköprülerin Bolometrik Tepki Ölçümü	75
4.3.1 Sıvı Azot Kriyostatı ve Sıcaklık Probu	75
4.3.2 Termal İletkenlik ve Joule Isınması	80
4.3.3 Mikroköprülerin Bolometrik Tepkilerinin Ölçülmesi	82
5. SONUÇ	85
KAYNAKLAR DİZİNİ	87

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1 Geçiş sıcaklığının tarihsel gelişimi	4
1.2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ kuprat süperiletkeninin kristal yapısı	5
1.3 YBCO için $T_c - \delta$ eğrisi	6
1.4 $T = 4,3\text{K}$ de 9.44GHz mikrodalga ışıma altında $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ tek-kristal için absorpsiyon spektrumu. DC manyetik alan $[100]$, modüle edilmiş alan $\Delta H = 80 \text{ mG}$ $[110]$ ve mikrodalga $[100]$	7
2.1 Altlık üzerindeki mikro şerit hat	8
2.2 Aktarma hattı elementer modeli	9
2.3 SCUBA-2 Bolometre mimarisi	11
2.4 SCUBA-2 Soldan sağa ve yukarıdan aşağıya: Tungsten Bolometre pikselleri, SQUID Multiplexer pikselleri, SEM görüntüleri	12
2.5 UCB ve Caltech'in geliştirdiği SIN Micomesh detector	12
2.6 Nötron Transmutasyon Dopingli Germanyum için $R - T$ eğrisi ($\alpha \cong -5$) ..	14
2.7 Süperiletken Tungsten için $R - T$ eğrisi ($T_c = 125\text{mK}$, $50 < \alpha < 1000$)	15
2.8 Bolometre için Basit RC modelinin öngördüğü eşdeğer devre diyagramı	15
2.9 Süperiletken bolometreye foton düştüğünde direnç değişimi	16
2.10 A) Akım beslemeli mod (Current Bias) B) Voltaj beslemeli mod	17
2.11 YBCO mikroköprü bolometre	24
2.12 YBCO tek piksel bolometre için termal eşdeğer devre	25

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

Şekil	Sayfa
2.13 Farklı altlıklar üstüne epitaksiyel büyütülmüş YBCO için gürültü voltajı V_n ve R/R_N : 1. Al_2O_3 , $J = 1.4 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$, 2. MgO , $J = 1.1 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$, 3 ⁺ . NdGaO_3 , $J = 1.1 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$, 3. NdGaO_3 , $J = 1.1 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$, 4. SrTiO_3 , $J = 1.1 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$	29
3.1 Sputtering sürecinin şematik gösterimi	31
3.2 Sputtering Verimi (S) - Gelen İyon Enerjisi (E_i) ilişkisi	34
3.3 Sputtering sırasındaki momentum diyagramı	34
3.4 Kütle oranlarına göre ileri yönlü enerji transferi	35
3.5 Püskürme geometrisi	36
3.6 Magnetron başlığının üstten görünüşü	37
3.7 Magnetron tasarımlarına göre aşındırma yollarındaki değişim	38
3.8 Type II Unbalanced Magnetron	39
3.9 25 mm yüksekliğinde, 40 mm çapında YBCO target	41
3.10 Inverted Cylindrical Magnetron Gun	42
3.11 YBCO çökelme programı	43
3.12 STO altlık üzerine YBCO ince film için A) $X - T$, B) $R - T$ ölçümleri	44
3.13 YBCO için kalsinasyon işlemi	46
3.14 2080 Sulu çelikten silindirik toz basma kalıbı	47

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.15 Kalıp içindeki tozlar üzerindeki basınç dağılımı A) Normal presleme, B) Metanol katkılı presleme	48
3.16 Presleme işlemi	48
3.17 Saf ve Ag katkılı YBCO örnekler için sinterleme işlemi	49
3.18 2" YBCO düzlemsel target	49
3.19 Sıcak presle kalıplanan target	50
3.20 Sıcak Pres işlemi parametreleri	51
3.21 Bakır kapsüle sıcak presle gömülmüş YBCO target	51
3.22 AC Manyetik Süseptibilite ($X - T$) ölçümleri A) YBCO B) Ag katkılı YBCO	52
3.23 1 cm ² 'lik altlıklar için mikroköprü desenleri B ₁ : 30 µm, 0,3 mm ² , B ₂ : 30 µm, 0,6 mm ² , B ₃ : 50 µm, 1 mm ² B ₄ : 50 µm, 0,5 mm ²	53
3.24 30 µm genişliğindeki B ₂ mikroköprüsünün mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı	54
3.25 Desenleme aşamaları	55
3.26 Bell Jar tip magnetron sputter sistemi	56
3.27 Magnetron tasarımı	57
3.28 Magnetron yüzeyindeki manyetik alan	58
3.29 Target yerleştirilmiş başlık için kesit görüntüsü	59
3.30 DC parıldama bölgesi için (DC Glow Discharge) Akım yoğunluğu - Voltaj eğrisi	59
3.31 DC parıldama bölgesindeki karanlık ve aydınlık bantlar	60

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.32 Magnetron Sputter Sistemi (Parçalara ayrılmış tasarım)	63
3.33 DC güç kaynağı devre şeması	63
3.34 A) Magnetron sputter sistemi, B) Ti püskürtme işlemi öncesi presputter ...	64
3.35 Paketlenmiş YBCO Mikrobolometreler	65
4.1 YBCO ince film için $\chi - T$ ölçümü	68
4.2 AC Manyetik Süseptibilite ölçüm sistemi	69
4.3 AC Manyetik Süseptibilite ölçümü için blog diyagram	70
4.4 Kelvin ölçümü blog diyagramı	71
4.5 Yüzeyinden kontak yapılmış ince film	72
4.6 r_1 ve r_2 'den oluşan dipol	72
4.7 MgO altlık üzerindeki 30um genişliğinde tekli YBCO mikroköprü için $R - T$ ölçümü	74
4.8 MgO altlık üzerindeki 30um genişliğinde tekli YBCO mikroköprü için $I - V$ ölçümü	75
4.9 Ayarlanabilir sıcaklıklı sürekli akış kriyostatı	76
4.10 Kriyostatın parçalara ayrılmış hali	77
4.11 Çip tutucu	78
4.12 Çip tutucu için ısı transfer simülasyonu	79
4.13 0,5W çıkış modu için tutucunun sıcaklığındaki dalgalanmalar	79
4.14 65K PID kontrollü Sürekli Akış Kriyostatı	80

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
4.15 30um genişliğindeki tekli köprü için $I - R$ eğrisi	81
4.16 30um genişlikli tekli köprü için $I_{bias} = 10\mu A$ besleme akımında $R - T$ eğrisi	81
4.17 TL devresinin çıkış voltajı A) Düşük frekanslarda ($\sim 5\text{Hz}$), B) Yüksek frekanslarda ($\sim 1\text{kHz}$). C) Çok yüksek frekanslarda ($> 10\text{kHz}$)	83
4.18 Bolometre ölçüm sistemi	83
4.19 $f = 1\text{Hz}$ için bolometrik tepki genliğinin sıcaklığa bağlı değişimi ($A - T$) ...	84
4.20 Tepki genliği ve fazının frekansa bağlı ölçümü	84

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
1.1 Tipik high- T_c materyaller için kristal yapı ve kristal parametreleri	6
2.1 YBCO için sıkça kullanılan altlıklara ait knee frekansları	23
2.2 Termal parametrelerin ısı hareketleri kullanılarak elde edilen elektronik karşılıkları	24
3.1 Kalsinasyon işleminde kullanılan bileşenlerin kütleleri ve mol kütleleri ...	46

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Açıklama</u>
δ	Delta
T_c	Kritik Sıcaklık
ϑ	Normalle yapılan açı
G	Termal iletkenlik
C	Termal kapasitans
Q	Optik güç
D^*	Duyarlılık
k_s	Altlığın termal iletkenliği
c_s	Altlığın termal kapasitansı
L_f	Termal difüzyon uzunluğu
f_L	Knee frekansı
S	Sputtering verimi

<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
High- T_c	Yüksek Sıcaklık Süperiletkeni
Low- T_c	Düşük Sıcaklık Süperiletkeni
YBCO	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$
SQUIDS	Superconducting Quantum Interference Devices
TLs	Transmission Lines
MUX	Multiplexing
TES	Transition Edge Sensor
PID	Proportional Integration Derivative
ETF	Electrothermal Feedback
TTL	Transistor-to-Transistor Logic

1. YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİ

1.1 Giriş

CuO peroksitlerde (Bednorz and Muller, 1986) süperiletkenliğin bulunması süperiletkenlik araştırmaları için çok önemli bir dönüm noktasını temsil eder. Öncelikle sıvı azotun kaynama sıcaklığının (77K) üzerinde geçiş sıcaklığına sahip materyallerin bulunmuş olması; araştırma altyapısını ve maliyetini büyük oranda düşürmüştür. Süperiletkenlik araştırmaları için ulaşılabilirlik büyük oranda artmıştır. Dahası bu yeni bulunan süperiletkenler bazı özellikleriyle klasik süperiletken davranışlarından farklılık göstermektedir. Bu durumda süperiletkenlik mekanizması daha geniş bir alana yayılmış ve mekanizmanın çok daha karmaşık olduğu ortaya çıkmıştır.

Bununla birlikte 90'lı yıllardan bu yana geçen 25 yıl boyunca Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri (High- T_c) teknolojide hala kendine önemli bir yer bulamamıştır. Buradaki iki temel problem; üretim konusundaki zorlayıcı bir dizi limit ve çabuk bozulan kimyasal yapıdır.

High- T_c grubu materyaller birer seramiktir. Seramik, hem mekanik dayanım özellikleri hem de kimyasal stabilizasyonu söz konusu olduğunda hassas bir materyal grubudur. Üstelik her ne olursa olsun kriyojenik bir soğutma sistemine ihtiyaç duyan bu materyaller; hem tüketici elektroniğine dönüştürmek için uygun değildir hem de gerekli çalışma altyapısına göre alternatif teknolojiler daha kullanılabilir. Bu da en çok mikroelektronik endüstrisinin gelişmemesine neden olmuştur.

Kablo ve külçe malzemeler düşünüldüğünde high- T_c materyaller için ticarileşme sürecini tamamlamış olgunlukta ürünler bulmak mümkündür. Kılıflar içerisine gömülü high- T_c kablolar ve uygun biçimde makro olarak üretilmiş külçe malzemeler, görüntüleme sistemlerinde ve akım limitleme sistemlerinde kullanılabilir. Özellikle ikinci nesil Bi tabanlı kablo kullanan elektromıknatıslar ve Fault Current Limiter (FCL) gibi sistemler oldukça canlı araştırma konularıdır.

Ayrıca 2015 yılı itibariyle YBCO tabanlı SQUID dizi yükselticiler ve SQUIF filtreler, soğutuculara entegre edilip uzun süre kullanılabilecek şekilde paketlenilmektedirler. Henüz yeni bir pazar olmasına rağmen yardımcı ürün olarak bu aygıtlar da dikkat çekebilecek büyüklükte bir pazara sahiptir.

Bu olumsuz ve görece yavaş ilerleme hızına karşın yine de söz konusu aygıtların birer kuantum aygıtlar olduklarını tekrar hatırlayalım. THz bandında sinyal yayınlayan Intrinsic Josephson eklemleri buna iyi bir örnektir. Yüksek sıcaklık süperiletkenliğinde mekanizmanın merkezi olan CuO_2 tabakaları arasındaki c eksenli potansiyel ve düşük eşuyum uzunluğunun bir sonucu olarak; basit tasarımlarla THz bandında yayın yapmak high- T_c materyaller için bugün mümkündür. Bu da her ne kadar zorlayıcılıklar altında tıkanmış izlenimi veren bir görüntü çizse bile, bu kompleks mekanizma içinde oldukça büyük bir potansiyel olduğu görülmektedir.

High- T_c materyaller; geleneksel low- T_c materyallere göre kendine özgü farklılıkları olan; kritik manyetik alan (H_c' ve H_c''), girginlik derinliği (λ), kritik akım yoğunluğu (J_c) ve zayıf bağ (weak link) gibi temel konularda çoğu zaman kompleks davranışlar gösterirler.

Süperiletkenlik; belirli bir kritik geçiş sıcaklığının (T_c) altına soğutulduklarında bazı malzemelerin DC elektriksel direncini kaybettiği fenomenik bir kuantum durumudur ve 1911 yılında Ohnes tarafından cıvada keşfedilmiştir (Ohnes, 1911).

Ohnes metallerde lineer olarak azalan elektriksel direncin gittiği sonu bulmak adına He gazını sıvılaştırmış ve cıvayı 4,2K'e kadar soğutmuştur. Deneylerinde cıva kullanmasının nedeni ise cıvanın bulunabilir en saf metal olmasıdır. Çünkü metal içindeki safsızlık lineer $R-T$ eğrisini belirli bir sonlu direnç değerine doğru eksponansiyelleştirmektedir.

Cıvanın süperiletkenliğe geçtiği sıcaklık sıvı helyumun kaynama noktası olan 4,2K'in biraz üstündedir. Süperiletkenliğin keşfiyle beraber bir dizi metal, alaşım ve intermetalik bileşiğin de ard ard süperiletkenlik gösterdiği gözlemlenmiştir. Keşfinin ilk günlerinden bu yana süperiletkenlik araştırmacıları arasında yerleşik olan algı; yeni keşfedilen malzemeleri hemen soğutarak geçiş gözlemlemeye çalışmaktır.

Bununla birlikte Bednorz ve Muller 1986 yılının Eylül ayında, La-Ba-Cu-O seramiğinde 30K'lık bir geçiş sıcaklığı elde edene dek, bilinen en yüksek geçiş sıcaklığı o gün için henüz 23,2K ile Nb₃Ge alaşımınınındır (Gavaler, 1973). La-Ba-Cu-O için süperiletkenlikten sorumlu stokiometri La_{2-x}Ba_xCuO_{4-y} ($x = 0,2$) şeklinde karakterize edilmiştir.

Bednorz ve Muller'in seramik kupratlarda yüksek sıcaklık süperiletkenliğini keşfetmiş olmaları, yüksek geçiş sıcaklığında yeni malzemelerin keşfi için süperiletkenlik tarihinde eşi görülmemiş bir motivasyonu da beraberinde getirmiştir. La_{2-x}Ba_xCuO₄ için -basınç altındaki üretim koşullarında- geçiş sıcaklığı 57K'e kadar çıkmıştır (Chu vd., 1987).

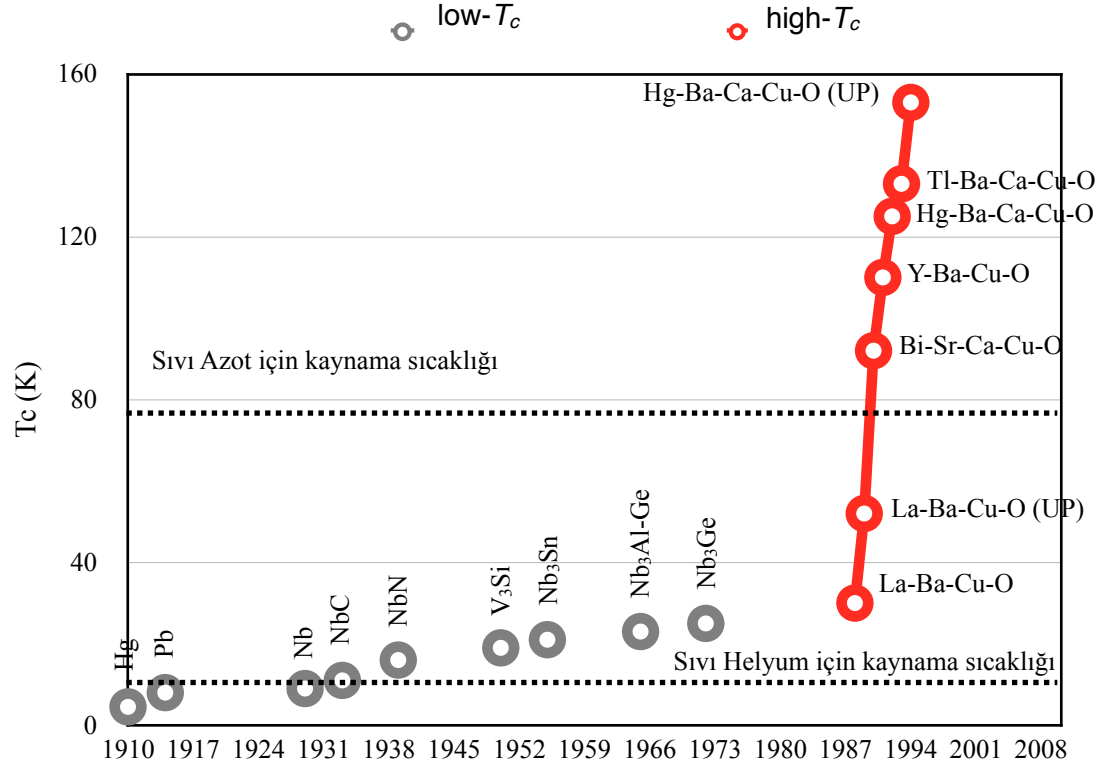
La_{2-x}Ba_xCuO₄'teki bu gözlem HTS'lerde daha yüksek geçiş sıcaklıkları elde etmek için büyük bir umut oluşturmıştır. Bu çabalar doğrultusunda Chu ve arkadaşları büyük bir ilerleme kaydedip La yerine Y kullanarak 92K'de Y_{1,2}Ba_{0,8}CuO_{4-y} peroksitini keşfetmişlerdir (Wu vd., 1987). Hemen sonrasında ise farklı gruplar 90K'de YBa₂Cu₃O_{7-x} stokiometrisini gözlemlemişlerdir (Cava vd., 1987; Rao vd., 1987; Hazen vd., 1987).

Sıvı azotun kaynama sıcaklığının (77K) üstünde geçiş sıcaklığına sahip süperiletkenlerin keşfedilmesi süperiletkenlik araştırmalarının çapını da oldukça genişletmiştir. Bu ilgi doğrultuda 1988 yılında Maeda tarafından 105K geçiş sıcaklığında çift fazlı Bi-Sr-Ca-Cu-O elde edilmiştir (Maeda vd., 1988). Bu bileşikler için $T_c = 110K$ 'le en yüksek geçiş sıcaklığı; Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ stokiometrisinde gözlemlenmiştir (Hazen vd., 1987; Maeda vd., 1988; Hazen vd., 1988).

Sheng ve Herman nadir toprak elementi olan R-123'de R'yi 3 değerlikli Tl ile değiştirmeyi denemiştir. Reaksiyon zamanını birkaç dakikaya indirerek Tl₂O₃'le bağlantılı yüksek volatilite problemi çözen Sheng ve Herman, Kasım 1987'de TlBa₂Cu₃O_x ile 90K'in üzerinde süperiletkenlik elde etmişlerdir (Sheng ve Hermann, 1988). Aynı grup kısmi olarak Ba yerine Ca kullanarak (Substitution) Tl-Ba-Ca-Cu-O kompozisyonu için Şubat 1988'de 120K'de çift fazlı süperiletken geçiş elde etmiştir (Sheng ve Hermann, 1988). Eylül 1992'de Putillin HgBa₂CuO_x ile yalnızca birim hücre başına tek CuO₂ tabakası kullanarak 94K'de kritik geçiş gözlemlemiştir (Putillin vd., 1993). Bu gelişmeler sonucunda kritik geçiş sıcaklığındaki yükselmenin bileşiğin birim hücresindeki CuO tabakalarının sayısı ile orantılı olduğu anlaşılmıştır. Gerçekten de süperiletkenlik bandının oluştuğu bölge kristalin CuO tabakalarıdır. Nisan 1993'de, Schilling HgBa₂Ca₂Cu₃O_x ile 133K'de geçiş elde etmiş (Schilling vd., 1993) ve HgBa₂Ca₂Cu₃O_x için geçiş sıcaklığı basınç altında 153K'e kadar çıkarılmıştır (Chu vd., 1993).

Şekil 1.1 civada süperiletkenliğin keşfinden bu yana geçiş sıcaklığının tarihçesini göstermektedir. Yüksek geçiş sıcaklığı elde etmek için yapılan

araştırmalar 1986'da La-Ba-Cu-O'da 30K'lik geçiş sıcaklığı yakalanana dek yavaş fakat kararlı bir şekilde ilerlemiştir. Bu tarihten sonra kupratların keşfiyle birlikte ilerleme ivme kazanmıştır.



Şekil 1.1 Kritik Sıcaklığın sıcaklığının tarihsel gelişimi.

Geçiş sıcaklığının birim hücredeki CuO tabakalarının artmasıyla birlikte yükseldiği Bi-Sr-Ca-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O ve Hg-Ba-Ca-Cu-O bileşiklerinde anlaşılmıştır.

$\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ($T_c \approx 20\text{K}$) hariç şimdiye kadar anlatılan tüm “kuprat” süperiletkenlerde, süperiletkenlik boşluk yük taşıyıcılar (hole charge carriers) aracılığıyla oluşmaktadır. $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ise n-tip bir süperiletkendir (Tokura vd., 1989). Cava ve arkadaşları $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ için 1988 yılında $T_c \approx 30\text{K}$ 'de geçiş gözlemlemişlerdir (Cava vd., 1988). $(\text{Cu,Cr})\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_y[\text{Cr}12(n-1)n]$ bileşikleri için benzer seriler yüksek basınç altında sentezlenebilmiştir. Cr'lu serilerde n ; 1'den 9'a kadar değişiklik gösterebilmektedir. Maksimum geçiş sıcaklığı $n = 3$ için 107K'de gözlemlenmiştir. $\text{Pr}(\text{Ca})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ bileşiği yüksek basınç altında sentezlendiğinde 97K'de süperiletken geçiş göstermektedir (Yao vd., 1997).

1.2 Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Kristal Yapısı ve $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

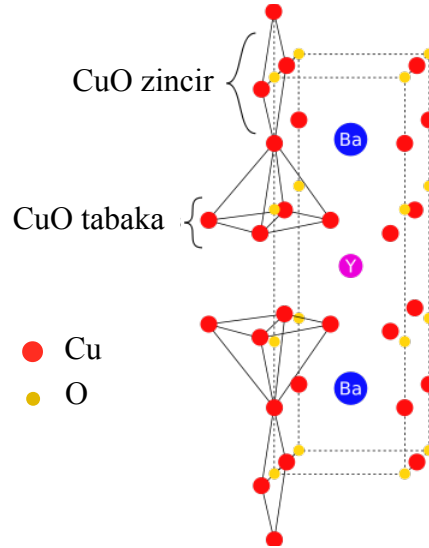
Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin yapısı peroksit yapısına oldukça benzemektedir. Peroksitlerde birim hücre iki metal ve üç oksijenden oluşmaktadır.

Önceki bölümde kritik geçiş sıcaklığının yükselişi anlatılırken değinildiği üzere 1986 yılında $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ 'ün keşfi; bir dizi high- T_c materyalin müjdecisi olmuştur (Bednorz ve Muller, 1986; Uchida vd., 1987). Çünkü bu kompozisyon içinde süperiletkenliğin temeli CuO_2 tabakalarıdır. Süperelektronların oluştuğu bant bu tabakalarda meydana gelir. Bazı kupratların kristal yapıları Çizelge 1.1'de verilmektedir (Poole vd., 1995, Buckel ve Kleiner, 2004).

Süperiletken	Kristal yapı	a (nm)	b (nm)	c (nm)
$\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$	Tetragonal	0.3790	—	1.323
$\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$	Tetragonal	0.3945	—	1.217
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	Ortorombik	0.3823	0.3887	1.168
$\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_8$	Ortorombik	0.5414	0.5418	3.089
$(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	Ortorombik	0.5404	0.5415	3.708
$\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$	Tetragonal	0.3858	—	1.266

Çizelge 1.1 Tipik high- T_c materyaller için kristal yapı ve kristal parametreleri.

Şekil 1.2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ kuprat süperiletkeninin kristal yapısını göstermektedir. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -ya da Y123- sıvı azotun kaynama sıcaklığının üstünde kritik geçiş sıcaklığına sahip ilk kuprat süperiletkendir (Wu vd., 1987).

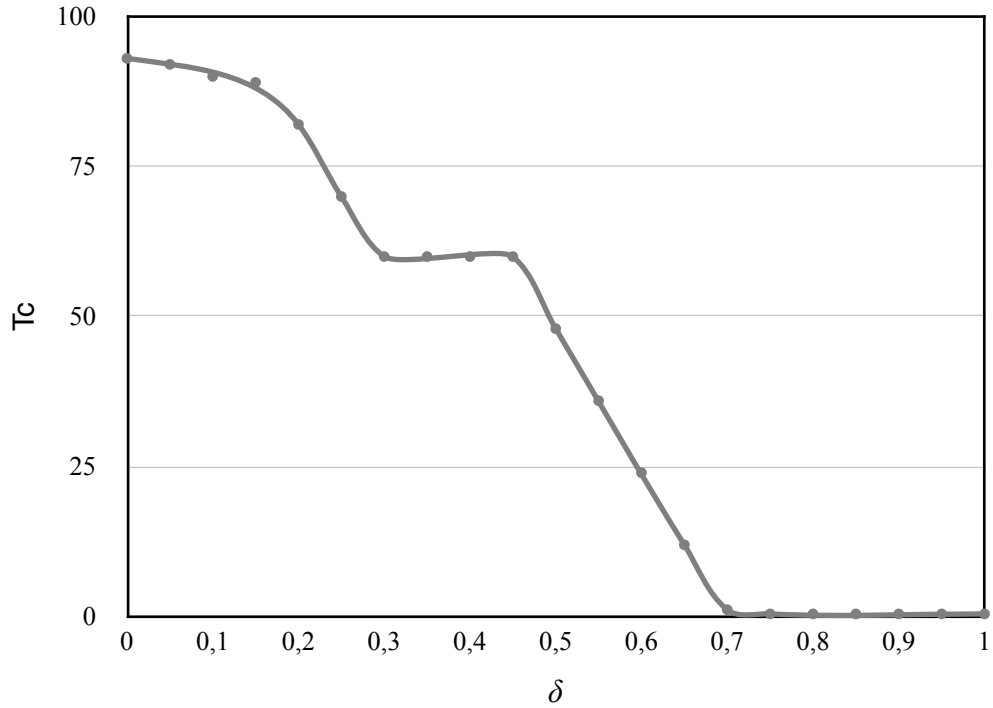


Şekil 1.2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ kuprat süperiletkeninin kristal yapısı.

Bu materyalde Y atomunun bulunduğu tabaka ab eksenine göre simetrik olarak iki karşılıklı piramit biçiminde CuO_2 tabakaları arasındadır. Ba-Y-Ba

şeklinde üçlü bir periyodik yapıya sahip olan birim hücrede aynı zamanda b eksenini yönünde tek boyutlu Cu-O-Cu yapısı bulunmaktadır (Bu zincir bazen bc eksenli “ribon” olarak da tanımlanmaktadır).

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ stokiyometrisi içindeki δ , oksijen eksikliği; CuO_2 tabakalarındaki boşluk yük taşıyıcı yoğunluğunu doğrudan belirlemektedir. Bu tabakalardaki oksijen eksikliği bir boyutlu CuO zincirlerindeki giren ve çıkan oksijen tarafından kontrol edilmektedir. Yani tek boyutlu CuO [010] zincirleri üzerindeki oksijen hareketliliği CuO_2 [100] tabakalarındaki konsantrasyonu değiştirerek süperiletkenlik özelliklerini belirler. $\delta \approx 0$ için $T_c = 93\text{K}$ olan maksimum değere ulaşırken, $\delta \approx 0,5$ için $T_c = 60\text{K}$ 'e düşmektedir. $\delta \approx 0,7$ içinse süperiletkenlik tamamen ortadan kalkar. $0,7 < \delta < 1$ için YBCO p tipi yarıiletken özellik gösterirken $\delta \approx 1$ için materyal yalıtkandır.

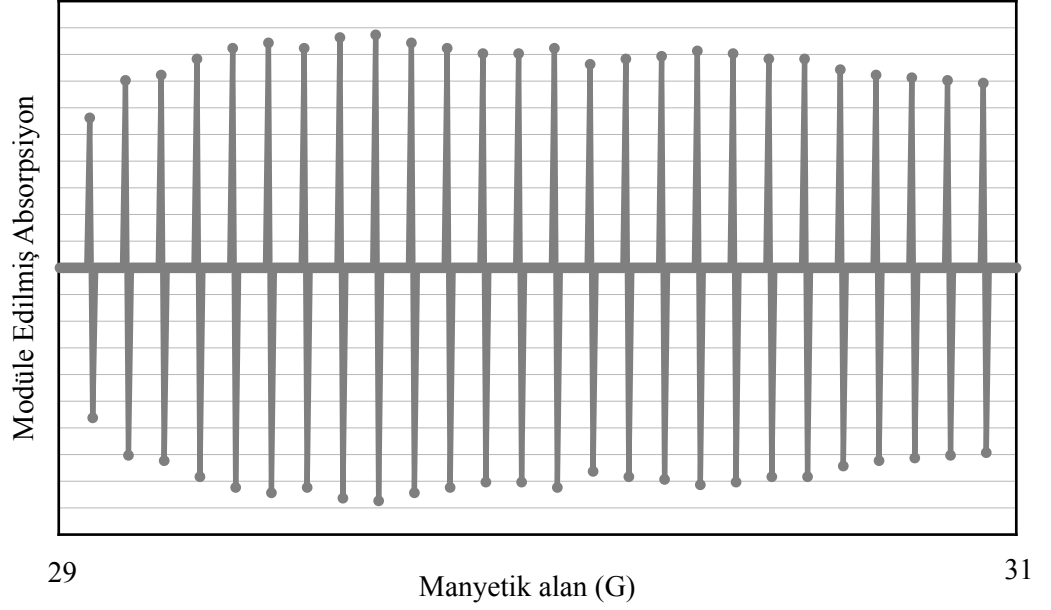


Şekil 1.3 YBCO için $T_c - \delta$ eğrisi (Ossandon vd., 1992).

1.3 YBCO'nun Mikrodalga Absorpsiyonu

High- T_c materyallerin keşfinden beri kupratların düşük manyetik alan altında mikrodalga absorpsiyonları hakkında bir dizi araştırma yapılmıştır (Bhat vd., 1987; Blazey vd., 1987; Dulaic vd., 1987; Fastampa vd., 1988; Glarum vd., 1988; Khachaturyan vd., 1987; Pakulis ve Osada, 1988; Peric vd., 1988; Rubins vd., 1988; Sastry vd., 1988; Stankowski vd., 1987; Tomasch vd., 1988). Deneyler çoğunlukla geleneksel ESR spektrometresiyle yapılıyor olup, bu ölçüm tekniği küçük modülasyon alanı kullanan -dolaylı- bir türetme tekniğiyle belirlenmektedir. YBCO'da bulunan geniş absorpsiyon bandı mikrodalgalar

tarafından sürülen dönümlü girdap hareketlerinin açıklanmasında önemli katkılar sağlamıştır (Portis vd., 1988).



Şekil 1.4 $T = 4,3\text{K}$ de 9.44GHz mikrodalga ışıma altında $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ tek-kristal için absorpsiyon spektrumu. DC manyetik alan $[100]$, modüle edilmiş alan $\Delta H = 80\text{ mG}$ $[110]$ ve mikrodalga $[100]$ (Portis ve Blazey, 1988).

YBCO için düşük manyetik alan altında geniş bir bant için normalden farklı güçlü bir absorpsiyon davranışı gözlemlenmiştir (KW Blazey vd., 1988). Şekil 1.22 Josephson eklemi içindeki girdap oluşumu ve bozunumu göstermektedir. Manyetik alan altında mikrodalgayla modüle edilen tek-kristal YBCO ince filmlerde girdap dinamiği mikrodalga absorpsiyon ile değişim göstermiş ve optik uyarılma için karakteristik eşik enerjileri olduğu görülmüştür (Portis ve Blazey, 1988). Absorpsiyon pikleri; high- T_c materyallerin diğer tüm özelliklerinde olduğu gibi mikrodalga indüklemesi için de anizotropiktir. Absorpsiyon piklerinin uygulanan manyetik alanla değişimi aşağıdaki gibidir.

$$H \cos \phi = \left(p + \frac{1}{2} \right) \Delta H \quad (1.1)$$

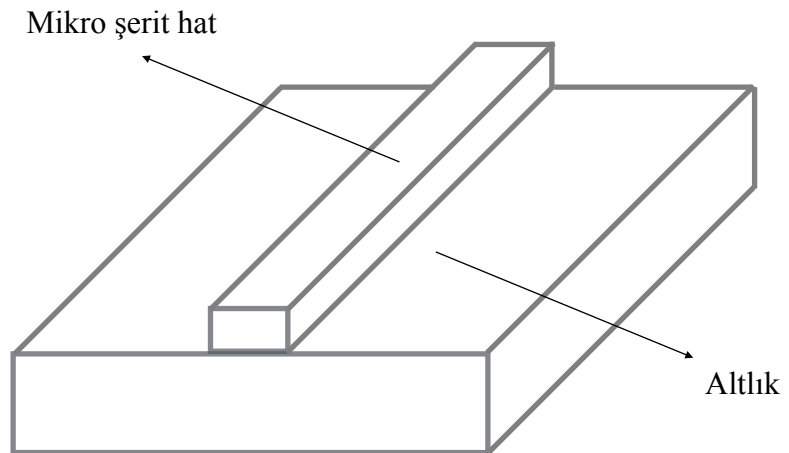
Burada H uygulanan sabit manyetik alan ve ΔH ise modüle edilen manyetik alandır.

2. BOLOMETRELER

2.1 Aktarma Hatları (Transmission Lines)

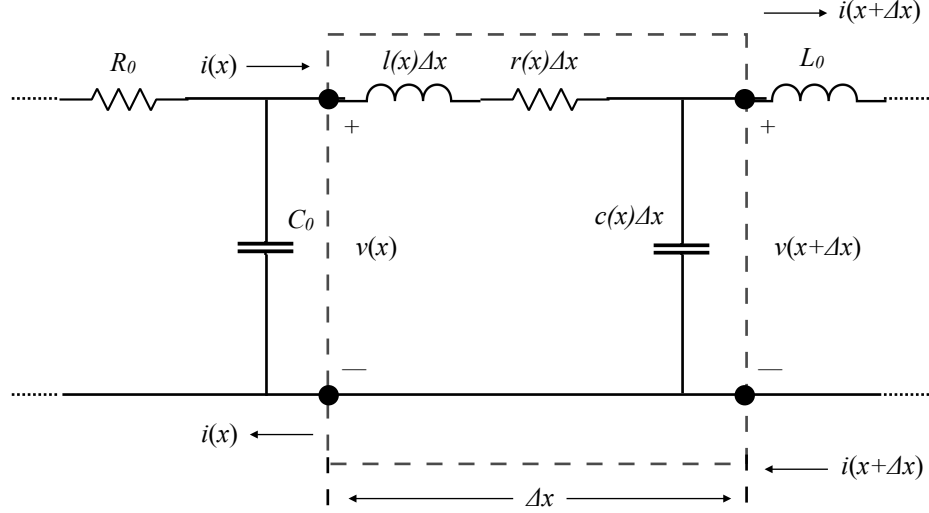
Aktarma hatları (transmission lines) alternatif akım ya da radyo frekanslarını taşımak için özelleşmiş kablo sistemleridir. Mikroelektronik mimarilerde şerit hatlar (striplines) kullanılıyor olduğuna dikkat çekelim. Bu durumda eğer bir mikro şerit hat (micro stripline) desenleyecek olursak bu yapıyı nasıl modelleriz?

Öncelikle bir altlık üzerine desenlenmiş mikro şerit hat için klasik modeli inceleyerek başlayalım...



Şekil 2.1 Altık üzerindeki mikro şerit hat.

Klasik aktarma hattı modeline göre altlığın direnci ve kapasitansı x konum boyutu doğrultusunda sonsuz küçük parçalar şeklinde ele alınabilir. Böylece $r(x)$ ve $c(x)$ olarak iki sonsuz küçük elementer parça kabul edilmiş olur. Bu durumda altlık için toplam empedans ve kapasitans değerleri $r(x)\Delta x$ ve $c(x)\Delta x$ şeklinde olacaktır.



Şekil 2.2 Aktarma hattı elementer modeli.

O halde devreyi analiz etmek için denge durumundaki Kirchoff voltaj ve akım eşitliklerini yazarak başlayabiliriz.

$$v(t, x + \Delta x) - v(t, x) = -r(x) \Delta x \cdot i(t, x + \Delta x) \quad (2.1)$$

$$i(t, x + \Delta x) - i(t, x) = -c(x) \Delta x \frac{\partial v(t, x + \Delta x)}{\partial t} \quad (2.2)$$

Bu iki eşitlik için Δx 'i sıfırda limitini ararsak, aşağıdaki kısmi diferansiyel denklemleri elde etmiş oluruz.

$$\frac{\partial v(t, x)}{\partial x} = -r(x) i(t, x) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial i(t, x)}{\partial x} = -c(x) \frac{\partial v(t, x)}{\partial t} \quad (2.4)$$

Bu diferansiyel eşitlikler için Fourier dönüşümü yapıp x uzaklıktaki toplam voltaj ve akımı hesaplayacak olursak,

$$\frac{\partial V(\omega, x)}{\partial x} = r(x) I(\omega, x)$$

$$\frac{\partial I(\omega, x)}{\partial x} = -j\omega c(x) \frac{\partial V(\omega, x)}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2 V(\omega, x)}{\partial x^2} = j\omega r(x) c(x) V(\omega, x) + \frac{1}{r(x)} \frac{dr(x)}{dx} \frac{dV(\omega, x)}{dx} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial^2 I(\omega, x)}{\partial x^2} = j\omega r(x) c(x) I(\omega, x) + \frac{1}{c(x)} \frac{dc(x)}{dx} \frac{dI(\omega, x)}{dx} \quad (2.6)$$

eşitliklerini elde ederiz.

Herhangi bir $r(x)$ ve $c(x)$ için bu eşitliği çözecek olursak sonuç olarak altlık için empedans matrisi,

$$\begin{bmatrix} V(0) \\ V(l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I(0) \\ I(l) \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

şeklinde elde edilmiş olur.

Buraya kadar elde ettiğimiz çözümler, standart metalik aktarma hatları için genel çözümdür. Bu noktada artık bolometre bölümüne geçebiliriz. Çalışma sırasında YBCO filmlerin kızılötesi ışımaya karşı optik tepkileri ölçülürken YBCO filmler kıvrımlı şerit hatlar olarak desenlenerek basit bir bolometre yapısı oluşturulmuş ve tepkiler bu yapılar üzerinden elde edilmişlerdir. Bolometrelerle ilgili genel yapıyı verdikten sonra buraya geri dönüp, üretilen aygıtların modellenmesine buradan başlayacağız.

2.2 Bolometreler

Bolometre; elektromanyetik radyasyonu ölçmek için kullanılan hassas bir termal sensördür. Isı absorplayan ince film formundaki bir bolometre aygıtı elektromanyetik enerjiyi termal enerjiye çevirir (Van Duzer ve Turner, 1999).

200 μ m ve 3mm arasındaki dalgaboyuna sahip radyasyonları algılamada bolometreler; modern astronomi için günümüzdeki en iyi seçimdirler. Düşük dalgaboylu radyasyonların algılanmasında yük taşıyıcılar gelen radyasyonla doğrudan uyarılabilirlerken (non-bolometric response), bolometrelerde ise aygıtın

gelen radyasyona tepkisi heterodindir. Daha açık bir ifadeyle gelen foton; soğurulmanın gerçekleştiği piksel içinde tamamen ya da kısmen dağılarak emilir ve bu bir sıcaklık değişimine neden olur. Bu sıcaklık değişiminin ardında da bolometrenin elektriksel direncinde bir değişim meydana gelir. İşte bu direnç değişimi, okuma devresinin elektronik yapısına bağlı olarak akım ya da voltaj sinyali biçiminde ölçülür.

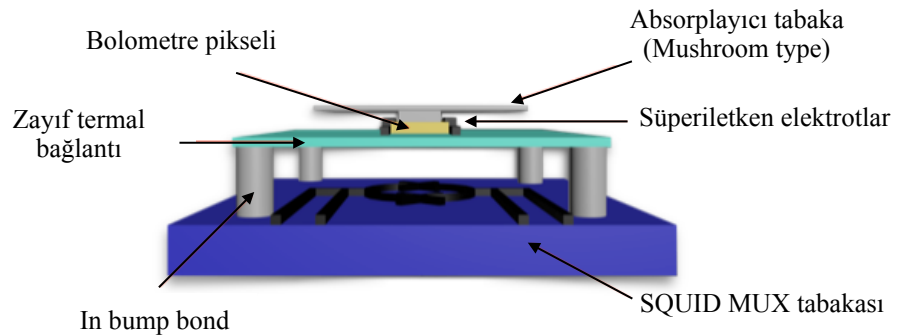
Sistem entegrasyonu yapılarak günümüz astronomisinde kullanılan en iyi mikrobolometre kameralar genel olarak 3 temel segmentten oluşan “kompozit” çiplerdir. Bunlardan ilki; ultra hassas bir termometre olan “termistör” olup, bolometrik tepkinin oluştuğu, aygıtın kalbi olan sensördür (active layer).

Ve fakat sensörün optik soğurma karakteristiği uygulamada sınırlayıcı ya da fazla geniş olabileceğinden; sensörler, istenilen dalgaboyundaki fotonu algılamak için ikinci bir segment olan soğurucu antenlere doğrudan bağlanırlar.

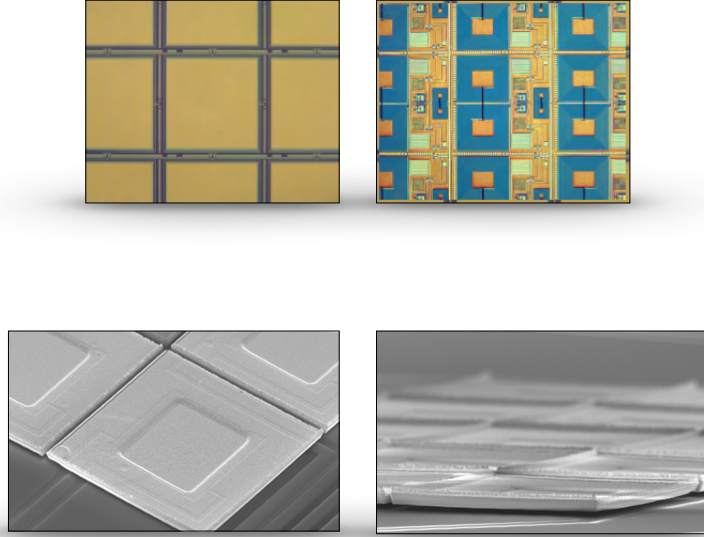
Böylece gelen fotonun termoelektrik devreye girişi anten üzerinden gerçekleştirilmiş olur.

Yaygın olan anten modeli; bolometrenin üstüne kaplanan soğurucu tabakalar şeklindedir. Bu soğurucu tabakalar sensörün yüzey alanından daha büyük yüzeylere sahip olabilir. Böylece pikseller arası “cızırtıya” (crosstalk) karşı optimize edilen sensörlerden bağımsız olarak, antenler; sensör dizisinin tüm üst yüzeyini doldurabilir ve bu tabakadan ayrı optimize edilebilirler. Günümüzde bu tabakalar asılı (suspended) şekilde yapılmaktadırlar.

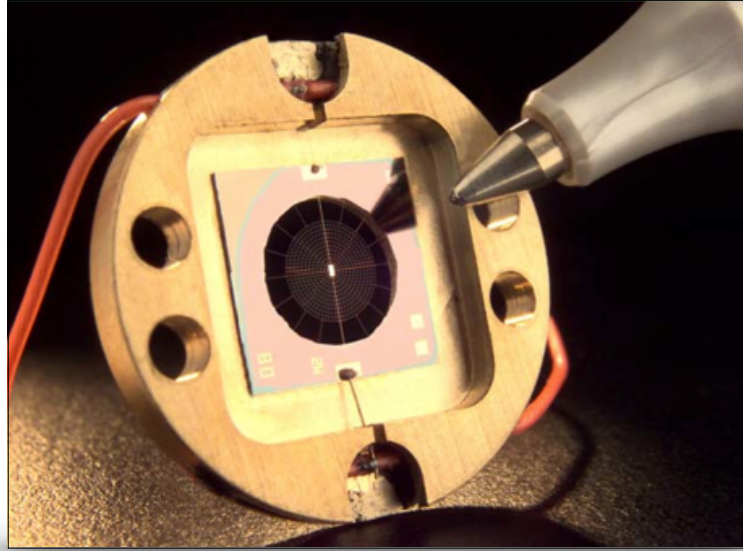
Son yıllarda yaygın olarak çalışılan yeni bir tip anten modeli ise nostaljik Ultra Yüksek Frekans (UHF) televizyon alıcı antenlerindeki dizayna benzeyen örümcek ağı (spiderweb) modelidir. Sensörün etrafına yerleştirilen örümcek ağı şeklindeki yapı ile X-Ray ve Gama-Ray ışınları yavaşlatılarak sensörün elektromanyetik dalgayı soğurma olasılığı artırılır.



Şekil 2.3 SCUBA-2 Bolometre mimarisi (NIST, 2013).



Şekil 2.4 SCUBA-2 Soldan sağa ve yukarıdan aşağıya: Tungsten Bolometre pikselleri, SQUID Multiplexer pikselleri, SEM görüntüleri (Figuerroa-Feliciano, 2013).



Şekil 2.5 UCB ve Caltech'in geliştirdiği SIN Micromesh detektör (Caltech JPL, 2014).

Bolometreyi oluşturan üçüncü ve son segment ise okuma (readout) devresidir. Bolometreler kompleks termal arayüzleri nedeniyle konvansiyonel FET'ler ile yükseltilip okunamazlar. Ayrıca düşük enerjileri algılamanın yolu, ileriki bölümlerde detaylı bir şekilde anlatılacağı üzere düşük sıcaklıklara inerek fonon gürültüsünü minimuma çekmeyi gerektirir. Pikseller bu durumda da çalışma sıcaklığı yüzünden MOSFET tabanlı data çoklayıcı ile okunamazlar. En yaygın ve olgunlaşmış teknoloji; tungsten (W) tabanlı TES'leri sabit voltajda çalıştırıp akım

değişimlerinden oluşan manyetik akıları SQUID’ler ile okuyan Şekil 2.14 ve Şekil 2.15 B’deki SQUID MUX data çoklayıcı devrelerdir.

Bu devreler sinyal biçiminde bozulmaya sebep olmadıkları gibi, sıcaklıkla düşen özgürültü seviyeleri ve sensörün performansını bozmayan güç dağılım fonksiyonları nedeniyle bolometreler için oldukça uygundur. Astronomi gözleminin kurgusuna göre devreler zaman-bölmeli (TDM), frekans bölmeli (FDM) veya kod-bölmeli (CDM) olarak tasarlanabilir (Clarke, 2012).

Son ve fazladan bir segment olarak, gözlem yapmak için üretilmiş sistemlerde -her zaman olmasa da-; en üstte bir filtre yapısı bulunabilmektedir (Irwin, 2013). Teorik olarak bu filtre devreye elektronik olarak entegre edilmemiş bir anten tabakasıdır ve birbirlerine yakın enerjili fotonları karakterize etmek veya baskın sinyalleri devreden uzak tutarak sensörün yalnızca odaklanılan elektromanyetik dalgayı algılamasını sağlamak için eklenir. Yani istenmeyen dalga filtre içinde etkileşime girerek soğurulurken, okunmak isteyen fotonlar filtreye etkileşmeden doğrudan antene düşer.

“Bolometre” sözcüğü terminolojide iki farklı anlama karşılık geldiği için tanım sınırında rahatsız edici bir belirsizlik vardır. Bu tip sensörler için genel ad olarak bolometre kullanıldığı gibi, aynı zamanda çalışma modlarına göre de; güç ölçümü yapanlara bolometre, enerji ölçümü yapanlara kalorimetre denir.

Yukarıdaki örneklerde görülen düşük enerji kameraları aslında birer mikrokalemetredirler.

Son olarak bilimsel yönelimleri incelediğimizde, bolometrelerin kuantum optoelektronğinde karar devreleri ve denetleyiciler şeklinde kullanıldıklarını da görmekteyiz. Polarize tek fotonların girişimlerine dayanan; kuantum kriptografi, kuantum bilgi süreçleri, kuantum bilgi transferi ve THz iletişim gibi alanlarda da kullanılmaktadırlar (Hadfield, 2013).

O halde genel olarak bolometreyi tanıdığımıza göre, altında yatan fizikten başlayarak elektronik uygulamalara doğru geçelim.

İlk bolometre Amerikan Astronom Samuel Pierpont Langley tarafından 1878’de icat edilmiştir. Bolometre ismi Yunanca “bole” (βολή) kelimesinden geliyor olup, bir noktadan atılan ışık ışını anlamına gelmektedir^[7].

Bolometre ultra hassas bir termometre olduğundan termometre konsepti üzerinden ilerleyebiliriz.

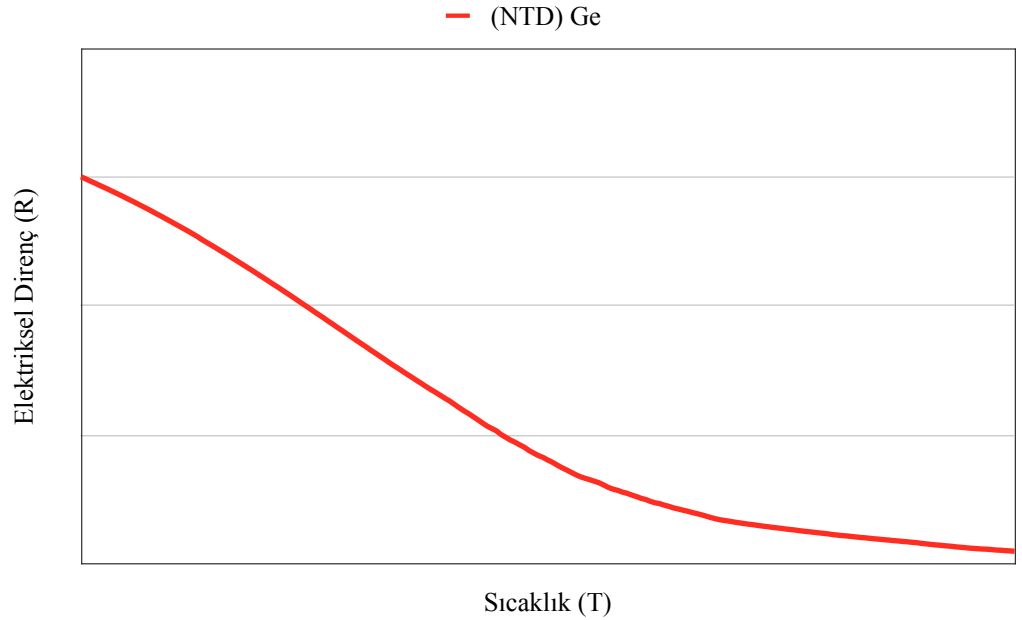
Kathal termometreler genel olarak 6 başlıkta toplanabilir:

- Rezistif

- Kapasitif
- İndüktif
- Paramanyetik
- Termoelektrik
- Elektron Tünellemeli termometreler.

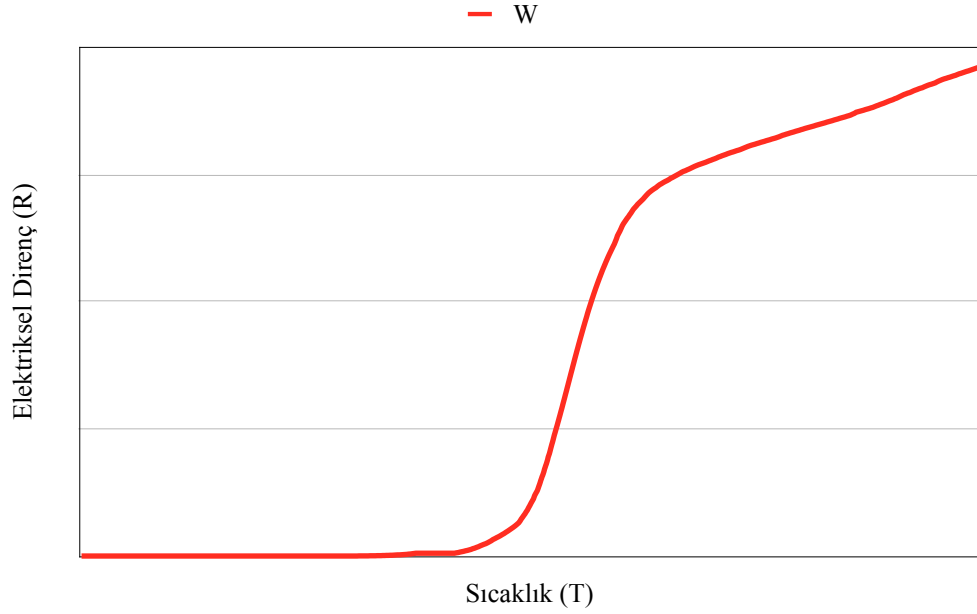
Bahsedildiği üzere bolometreler malzemenin Direnç - Sıcaklık karakteristiğine göre çalıştıklarından aslında birer rezistif termometrelerdir. Rezistif termometreler yarıiletken termistörler (Semiconductor Thermistors) ya da Geçiş Kenar Bolometreleri (Transition Edge Sensor) olarak kullanılmaktadırlar.

Sensörün bolometrik tepkisi elektriksel direncin sıcaklıkla değişim karakteristiğine doğrudan bağlıdır. Buna “Temperature Coefficient of Resistance” (TCR), yani; direncin sıcaklık katsayısı denir ve α ile gösterilir. α “+” ve “-” değerler alabileceği gibi, bolometrenin optik tepkisi bu katsayının mutlak değeriyle lineer orantılıdır.



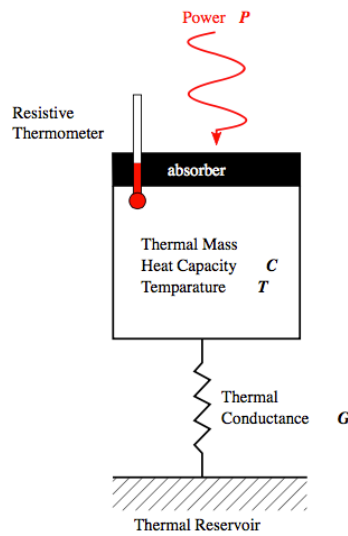
$$R = R_0 \exp \sqrt{T_0 / T}$$

Şekil 2.6 Nötron Transmutasyon Dopingli Germanyum için $R - T$ eğrisi ($\alpha \cong -5$).



Şekil 2.7 Süperiletken Tungsten için $R - T$ eğrisi ($T_c = 125\text{mK}$, $50 < \alpha < 1000$).

Yukarıda görüldüğü üzere kritik sıcaklıkta keskin bir direnç değişimi gösteren süperiletkenler, bolometre geliştirmek için bilinen en uygun malzemelerdir. Süperiletken bolometreler faz geçiş sıcaklığının orta bölgelerinde maksimum dR/dT değerine sahip olduklarından; bolometre bu aralıktaki bir çalışma sıcaklığında sabit tutulur (T_{bias}). Elektriksel direnç ve sıcaklık arasındaki doğrusal ilişki nedeniyle, süperiletken sensörün çıkışındaki elektronik toprağa (ground state) karşılık, termal olarak eşdeğer bir toprak daha bulunmaktadır (thermal reservoir). P gücündeki gelen foton anten tarafından absorplanıp, C ısı kapasitesine sahip termal m kütlesine aktarılır ve bu kütle zayıf bir G termal köprü ile toprağa bağlıdır.

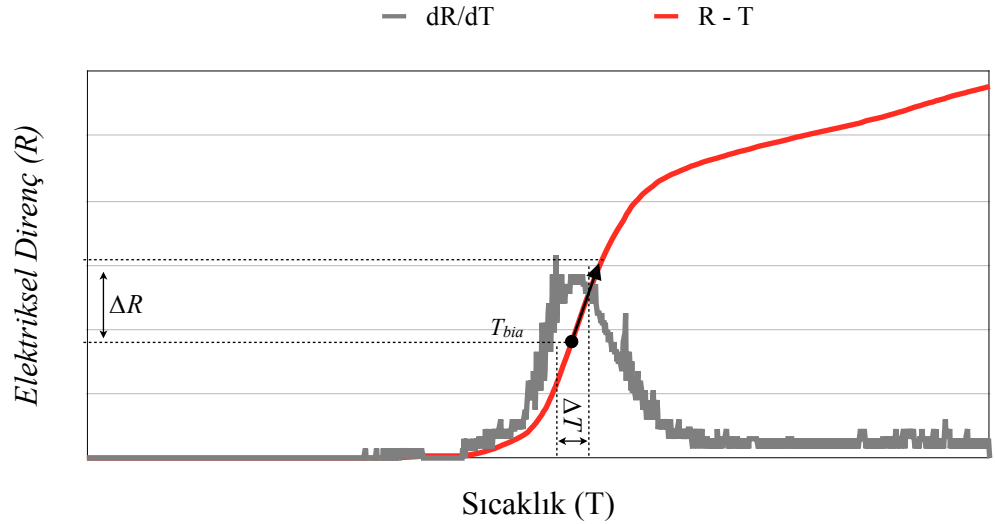


Şekil 2.8 Bolometre için Basit RC modelinin öngördüğü eşdeğer devre diyagramı (Santavicca, 2012)

Gelen fotonla ya da altlık üzerinden yayılan ısıyla (Bozbey, 2007) sıcaklığı değişen aktif tabakanın elektriksel direnci değişir ve besleme devresinin yapısına göre bu değişim sensörün çıkışında bir akım ya da voltaj sinyali olarak elde edilir.

Bir süperiletken bolometrede minimum enerji hassasiyeti (maksimum çözünürlük) elde etmek için süperiletken faz geçiş sıcaklığı en küçük malzeme tercih edilir. Bunun öncelikli nedeni; düşük çalışma sıcaklığına bağlı olarak düşük fonon gürültüsüdür.

Ayrıca geçiş sıcaklığı T_c ne kadar düşükse, geçiş bölgesi genişliği de oransal olarak bir o kadar küçüktür. Dahası, dar geçiş bölgesi için sensörün çıkışındaki sinyal genliği çarpanı α da büyümüş olur. Örneğin YBCO için $T_c = 90\text{K}$ ve geçiş genişliği $\Delta T = 1\text{K}$ olmasına karşın, tungsten için bu değerler $T_c = 125\text{mK}$ ve $\Delta T = 1\text{mK}$ 'dir. Görüldüğü üzere düşük geçiş sıcaklığına sahip süperiletkenlerde termal toprağın stabil kalması için çok küçük bir aralıkta etkin kontrol gereklidir.



Şekil 2.9 Süperiletken bolometreye foton düştüğünde direnç değişimi.

DeneySEL bölümde anlatılacağı üzere tez konusunun içeriği olan YBCO mikrobolometreler için termal denge bir PID kontrolcü ile sürülen %99.93 saflıkta Cu bir çip tutucu ile sağlanmıştır. Ticari standartlardaki sıvı azot kriyostatlarında tutucudaki sıcaklık dalgalanmaları ise $\pm 50\text{mK}$ civarındadır (Janis Cryogenics, 2015). Bu şartlarda geçiş sıcaklığı mK seviyelerinde olan bir malzeme için bu yöntemle termal denge elde etmek mümkün değildir.

Bu gibi durumlarda çipin içinden geçen besleme akımı ile Elektrotermal Geribesleme (Electrothermal Feedback) yapılır. Kompleks kalorimetre kameralar ve mm dalga boyu bolometreler bu şekilde termal olarak topraklanır.

Elektrotermal Geribesleme'nin altında yatan şey; elektrik akımı ve sıcaklığın, elektriksel direnç üzerinden etkileşim içinde olmalarıdır. Bu bağıllık Joule Isınması'ndan (Joule Heating) kaynaklanır.

Yukarıda anlatılanlarla uyum içinde olması için dR/dT değeri pozitif olan tungsten bir bolometre ele alalım. Bolometre sabit V_{bias} voltajı altında tutuluyorken, herhangi bir sıcaklık dalgalanmasında ya da foton etkileşimi nedeniyle sıcaklığı yükseldiğinde elektriksel direnç de yükselmiş olacaktır. Bu durumda sensörün giriş empendası yükseldiğinden giriş üzerindeki güç de (Joule Power) düşmüş olur.

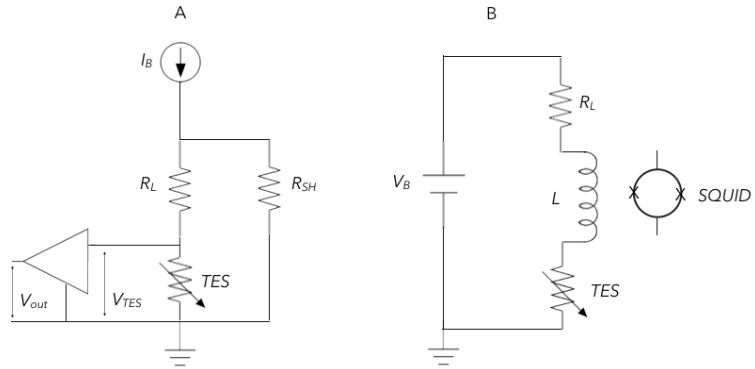
$$P = \frac{V_{bias}^2}{R} \quad \delta P = -\frac{\alpha P}{T} \delta T \quad (2.8)$$

Joule gücündeki düşüş, enerji transferini düşüreceğinden joule ısınması da azalır. Böylece sensör termal denge noktasına geri döner. Sıcaklık değişimine karşılık, giriş üzerindeki gücü düşürerek denge sıcaklığına geri dönmeyi sağlayan bu yönteme negatif ETF denir.

Eğer aynı sensör bir I_{bias} sabit akımı ile besleniyorsa, giriş empedansındaki yükselme bu defa sensörün giriş voltajı V_{out} 'u yükseltecektir. Bu durumda joule ısı artar ve sıcaklıktaki dalgalanma yükseltilmiş olur. Buna ise pozitif ETF denir.

$$P = I_{bias}^2 R \quad \delta P = \frac{\alpha P}{T} \delta T \quad (2.9)$$

Aşağıdaki Şekil 2.21'de görülen besleme devreleri süperiletken TES'ler için genel besleme modlarıdır. Bunlar sabit akımla sürülüp voltaj tepkilerini okuyan ve sabit voltajla sürülüp akım düşmelerini okuyan iki ana modeldir.



Şekil 2.10 A) Akım beslemeli mod (Current Bias) B) Voltaj beslemeli mod (Voltage Bias) (Kozorezov, 2013).

Tez çalışması için tercih edilen model sabit akımlı besleme bolometresi olduğundan daha çok Şekil 2.21 A'daki devre ile ilgilenilecektir. Bu devrede sabit I_{bias} akımı, R_L üzerinden bolometreyi yüklemekte ve bolometrenin iki ucu arasında bir V_{TES} voltaj farkına neden olmaktadır. Paralel kolda bağlı olan R_{sh} ise bolometre üzerinde oluşan voltaj dalgalanmalarını düşürmek için şant koluna bağlanmıştır.

Voltaj beslemeli devrede ise bolometre RL direnci üzerinden yüklenirken, sensör karanlıkken denge durumundaki akım, bolometrenin önündeki bobine manyetik enerji depolar. Sensör foton absorplayıp direncini yükselttiğinde devreden geçen akım düşer ve fakat bu durumda enerji dolu bobin, bolometreyi seri bağlı olarak şantlamış olur. Bu sırada bobin üzerindeki manyetik alan değişimi SQUID ile okunur. Bu örneğin dışında voltaj beslemeli devreler için bobinin bolometrenin çıkışına bağlandığı başka yöntemler de mevcuttur.

Buraya kadar anlatılanlar ideal bir bolometre kabulüdür. Bolometrenin omik olmayan bir tepki vermeyeceği kabul edilmiştir.

Bolometrik tepki aslında; aralarında sonlu bir termal iletkenlik olan elektron-fonon etkileşimindeki bozulmadır. Günümüzde bu mekanizma henüz tam anlamıyla anlaşılamamış olsa da (heterodin dağılım) bolometre içinde dağılan gücün sıcaklıkla ilişkisi bize modelimizi oluşturmak için yeterlidir. Ayrıca; bolometre içinden geçen akımın oluşturduğu güç dağılımı ile yüzeye gelen fotonla etkileşim sonucu oluşan diğer güç dağılımının aynı mekanizma üzerinden gerçekleştiğini de kabul etmekteyiz. Aslında elektriksel güç elektronları ısıtırken, optik güç ise çoğunlukla örgüyü ısıtmaktadır. Fakat bu yaklaşım uygun bir yükleme eğrisi vermekte olduğu için kabul görmektedir.

Bu sayede bolometrenin çıkış empedansını ve içindeki güç dağılımını açıklayabiliriz. Tüm bu bilgiler bolometrenin sıcaklık durumunun bir fonksiyonudur.

Bolometre içinde dağılmış olan toplam güç W ,

$$W = P + Q \quad (2.10)$$

eşitliği ile verilmektedir. Burada Q , gelen radyasyonun optik gücü, P ise besleme akımından kaynaklanan giriş gücüdür. Bolometrenin kararlı durumdaki enerji bağıntısı ise,

$$W = G_s (T - T_0) \quad (2.11)$$

şeklinde olacaktır. Parantez içindeki ifadenin bolometrenin taban durumuna göre voltaj farkını veren analoji olduğunu bir kez daha hatırlatalım. Böylece harcanan toplam gücün; gelen radyasyon sonucu oluşan toplam sıcaklık gradyanının zayıf termal iletim hattı üzerinden akışı olduğu görülecektir.

Burada bolometreyi topraklayan zayıf termal iletken bandın ısı akış yoğunluğunun zamanla değişmediği de kabul edilmiştir. Çalışmada üretilen çipler vakum içi örnek tipli kriyostata entegre edilmiş olan bir tür soğuk tutucu olduğundan, sıcaklığın stabil olduğu alan bolometreye göre oldukça geniş olacak şekilde yapılmıştır. Böylece tutucunun baskın kapasitansı G iletim hattındaki içsel denge dışı salınımları baskılayarak hattın fiziksel durumunu homojen kılar.

Böylece termal iletim hattının zamanla değişmediğini kabul edebiliriz. Fakat burada değinilmeyecek olsa da elektrotermal geribeslemeli sensörlerde Griffin & Holland modeli daha uygun bir seçim olacaktır (Griffin vd., 2002). Bu durumda sıcaklık değişimine bağlı termal iletkenlik güçteki dalgalanma olarak tarif edilmelidir.

$$G_s(T, T_0) = G_s^0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^\beta \quad (2.12)$$

Burada G_s^0 ; $T = T_0$ 'daki termal iletkenliktir. Yine de bu değişim kavramını daha doğru bir şekilde tarif etmek istersek,

$$k(T) = k_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^\beta \quad (2.13)$$

$$k_0 = k(T_0) \quad (2.14)$$

ifadelerini kullanmamız gerekir. Böylece termal iletim hattında sıcaklığın bir fonksiyonu olarak yaşanan değişimi diğer modelde olmayan bir terimle eklemiş oluruz. Bu yaklaşım, Mather'ın denge-dışı bolometre teorisiyle de uyumludur. Ve Sudiwala tarafından da kullanılmıştır. Böylece son olarak toplam güç;

$$W = \frac{\int_{T_0}^T k(t) dt}{\int_0^L A(x) dx} \quad (2.15)$$

şeklinde olacaktır. Burada $A(x)$ termal iletim hattının x eksenine göre kesit alanıdır. $A(x) = A$ sabit ve $T/T_0 = \Phi$ olmak üzere,

$$W = \frac{A}{L} \frac{k_0 T_0}{(\beta + 1)} (\Phi^{\beta+1} - 1) \quad (2.16)$$

eşitliği elde edilir. Denklem 2.31 ve 2.35’de verilen eşitlikleri birleştirirsek,

$$G_s(\Phi) = \frac{A}{L} \frac{k_0}{(\beta + 1)} \left(\frac{\Phi^{\beta+1} - 1}{\Phi - 1} \right) = \frac{G_s^0}{(\beta + 1)} \left(\frac{\Phi^{\beta+1} - 1}{\Phi - 1} \right) \quad (2.17)$$

termal iletim eşitliğini elde ederiz. Bu eşitliği denklem 2.29'un içine yazdığımızda,

$$P(\Phi) = \frac{G_s^0 T_0}{(\beta + 1)} (\Phi^{\beta+1} - 1) - Q \quad (2.18)$$

bolometre üstündeki besleme gücünü elde etmiş oluruz.

Bolometrenin akım - voltaj karakteristiğini belirlemek için ikinci olarak ihtiyacımız olan şey, termistörün direncinin sıcaklıkla değişimi $R(T)$ 'dir. Fakat bu tanımladığımız kavramın tam anlamıyla genelleşebilmesi için direnç fonksiyonunun $R(T, V)$ şeklinde olması gerekir. Burada V , bolometre üzerindeki voltaj farkı olup, daha önce anlatılan omik olmayan tepkiye bir örnektir.

Böylece aygıtın sıcaklığa bağlı direnç fonksiyonu,

$$V = \sqrt{PR^* \exp \left[\left(\frac{T_g}{T} \right)^n \right]} \quad (2.19)$$

$$I = \sqrt{\frac{P}{R^* \exp \left[\left(\frac{T_g}{T} \right)^n \right]}} \quad (2.20)$$

şeklinde verilir.

Bu yaklaşım, sensörün dinamik termal davranışına uyumlu olacak şekilde; duyarlılık (D^*) ve termal zaman sabitini (τ) elde edecek durum için genelleştirilebilir.

Bir bolometreyi modellerken öncelikle içindeki ısı dağılımını incelememiz gerekmektedir. Bu nedenle ısı dağılımını incelerken karşılaşıcağımız bazı kavramlara modelden hemen önce değinmek faydalı olacaktır. O halde termal difüzyon eşitliğiyle başlamak iyi bir seçim olacaktır.

Öncelikle bolometre için termal difüzyon eşitliğini yazarken, bir boyutlu yanal ısı yayılım fonksiyonunu kullanabiliriz. Böylece film ve atlık üzerinde yatay olarak yayılan ısı için daha sonra geleneksel aktarma hattı teorisini kullanacağız.

Bir boyutlu yanal ısı yayılımı için temel eşitlik (Bozbey, 2007),

$$\nabla^2 T = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.21)$$

olmak üzere, T sıcaklık, k_s altlığın termal iletkenliği, c_s altlığın termal kapasitansı ve $D = k_s/c_s$ 'dir. Isı yayılım tek boyutlu olduğundan;

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \quad (2.22)$$

olacaktır ve ısı yayılımı eşitliğimiz aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -\frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.23)$$

Sıcaklık değişiminin genlik ve fazını görmek için bu noktada fazör notasyona geçiş yapmak uygun olacaktır.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -\frac{1}{D} j\omega T \quad (2.24)$$

Görüldüğü üzere tek boyutlu olarak ısı hareketi ikinci dereceden adi bir diferansiyel denklemdir ve denklemin çözümü aşağıdaki gibidir.

$$T = k_1 \exp(-1)^{1/4} \sqrt{\frac{\omega}{D}} x + k_2 \exp(-1)^{1/4} \sqrt{\frac{\omega}{D}} x \quad (2.25)$$

Denklemdaki k_1 ve k_2 katsayıları terimleri x ekseninin karşılıklı iki yönündeki ısı hareketini gösterir. Burada

$$(-1)^{1/4} = \frac{1+j}{\sqrt{2}} \quad (2.26)$$

olduğundan $x > 0$ için k_I sıfıra eşit olmalıdır. Bu durumda altlık yüzeyindeki sıcaklık için

$$T = T_0 \exp - \left(\frac{1+j}{\sqrt{2}} \right) \sqrt{\frac{\omega}{D}} x \quad (2.27)$$

ve hatta

$$T = T_0 \exp \left(-\sqrt{\frac{\omega}{2D}} x \right) \exp \left(-j \sqrt{\frac{\omega}{2D}} x \right) \quad (2.28)$$

elde edilmiş olur. Burada elde edilen sıcaklık için genlik ve faz aşağıdaki gibidir.

$$|T| = T_0 \exp \left(-\sqrt{\frac{\omega}{2D}} x \right) \quad (2.29)$$

$$\beta = -\sqrt{\frac{\omega}{2D}} x \quad (2.30)$$

Yukarıdaki eşitlikte görüldüğü üzere bolometreden uzaklık olan x arttıkça sensörün tepki genliği düşmektedir. Bazı x değerleri için $\ln(T_x)$; $\ln(T_0)$ 'ın yarısı olur. Bu x değerine termal difüzyon uzunluğu L_f denir. L_f değeri malzeme ve modülasyon frekansına göre değişir.

L_f 'yi elde etmek için yukarıdaki eşitliği kullanacak olursak,

$$L_f = \left(\frac{D}{\pi f} \right)^{1/2} \quad (2.31)$$

olacaktır. Bu eşitlikte termal difüzyon uzunluğunun altlık kalınlığına eşit olduğu frekansı çekecek olursak; f_L , Knee Frekansı'nı elde etmiş oluruz (Öktem, 2007).

$$f_L = \frac{D}{\pi t_s^2} \quad (2.32)$$

Fiziksel olarak termal difüzyon uzunluğu sıcaklık değişiminin altlık içindeki girginlik derinliğidir. Eğer bolometre için modülasyon frekansı; knee frekansını aşarsa, termal difüzyon uzunluğu altlık kalınlığından küçük olduğu için, sıcaklık değişimi altlık ve tutucu arasındaki yüzeye ulaşamayacaktır.

Altlık	D (cm ² /s)	$f_{L=1mm}$ (Hz)	$f_{L=0,5mm}$ (Hz)
MgO	5,66	180	720
LaAlO₃	0,55	17,5	70
SrTiO₃	0,12	3,85	15,4

Çizelge 2.1 YBCO için sıkça kullanılan altlıklara ait knee frekansları (Fardmanesh vd., 1999).

Bolometreyi modellemekten önce termal parametrelere eklenecek son kavram; G termal iletkenliğidir. Bolometrenin termal toprağa birim sıcaklık başına aktardığı toplam güç G olarak ifade edilir.

$$G = \frac{P_{in}}{\Delta T} \quad (2.33)$$

Burada ΔT , bolometrenin termal toprağa göre sıcaklık farkı, P_{in} ise bolometreye verilen güçtür (Tepe, 2007).

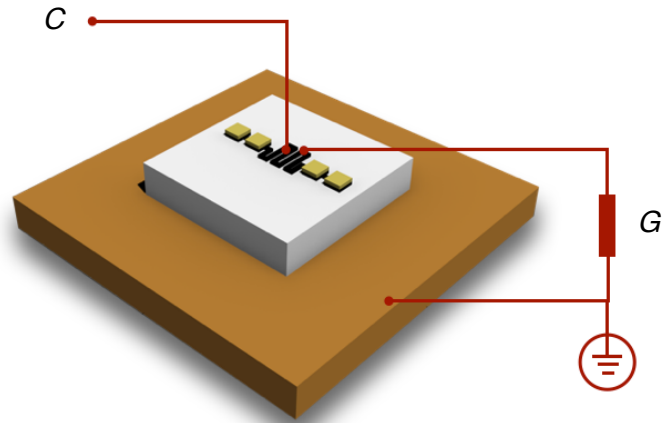
Bolometreler termoelektrik aygıtlar olduklarından, aygıt içindeki ısı hareketlerini modellemek ve bu termal davranışı elektronik konfigürasyona angaje etmek için basit bir analogi uygulamak gereklidir.

Elektronik parametrelerin termal karşılıkları Çizelge 2.3’de verildiği gibidir.

Termal Parametreler	Elektriksel Parametreler
Isı Enerjisi (Joule)	Elektriksel Yük (Coulomb)
Isı Akışı (Watt)	Akım (Amper)
Sıcaklık (Kelvin)	Voltaj (Volt)
Termal İmpedans (Kelvin/Watt)	İmpedans (ohm)
Termal İletkenlik (Watt/Kelvin)	İletkenlik (mho)
Isı Kapasitesi (Joule/Kelvin)	Kapasitans (Farad)

Çizelge 2.2 Termal parametrelerin ısı hareketleri kullanılarak elde edilen elektronik karşılıkları (Bozbey, 2007).

Çip tutucu üzerine yerleştirilmiş G termal iletkenliği ve C termal kapasitesine sahip YBCO mikroköprü bolometre ele alalım.



Şekil 2.11 YBCO mikroköprü bolometre.

Basit RC modeline göre bolometre termal toprağa G iletkenliği ile Şekil 2.22'deki gibi bağlı olduğundan bolometrik tepki direnç cinsinden aşağıdaki şekilde verilmektedir (Richards vd., 1989; Nahum vd., 1991; Fardmanesh vd., 1995).

$$r(\omega) = \left(\frac{\eta I_{bias}}{G + j\omega C} \right) \frac{dR}{dT} \quad (2.34)$$

Burada $r(\omega)$, optik tepkinin frekansa bağlı genliği, η absorpsiyon katsayısı, I_{bias} bolometrenin besleme akımı, $\omega = 2\pi f$ modülasyon frekansı ve dR/dT ; R-T

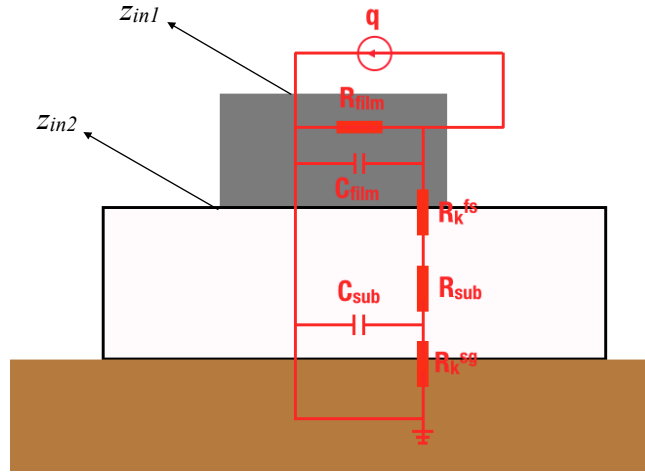
eğrisinin toprak sıcaklığındaki eğimidir. Buradan sıcaklığa bağlı optik tepki fazı aşağıdaki şekilde türetilir.

$$\tan \theta = -\frac{\omega C}{G} \quad (2.35)$$

Basit RC modeli, modülasyon frekansının düşük olduğu, termal difüzyon uzunluğunun altlık kalınlığına göre oldukça büyük olduğu çalışma şartlarında uygun sonuçlar veren basit bir modeldir.

Şimdi tam da burada aktarma hatları üzerinden elde ettiğimiz çözüme, daha detaylı bir model için devam edelim.

Şekil 2.23’de görüldüğü gibi q bolometrenin aktif tabakası üzerine düşen fotonun şiddeti, R_{film} ve R_{sub} , YBCO bolometre ve altlığın ısı yayılımına karşı gösterdikleri direnç, R_k^{fe} ve R_k^{sg} ; ısı yayılımı sırasında değişen sınır koşulları nedeniyle yüzeyler arasında oluşan Kapitza dirençleri ve C_{film} ve C_{sub} ; bolometre ve altlığın ısı kapasitanslarıdır.



Şekil 2.12 YBCO tek piksel bolometre için termal eşdeğer devre (Bozbey, 2007).

O halde basit RC modelinde verilen empedans cinsinden optik tepkiyi, iki ucu sonlu bir empedansla kapatılmış (Z_{sc}) toplam eşdeğer devrede kullanacak olursak, film altlık için giriş empedansları sırasıyla,

$$z_{in1} = z_{11} + \frac{z_{12} \cdot z_{21}}{R_{sc} - z_{22}} \quad z_{in2} = \frac{z_{film} (R_{fs} + z_{in1})}{z_f + R_{fs} - z_{in1}} \quad (2.36)$$

şeklinde elde edilir.

Burada filmin giriş empedansını q ile çarptığımızda nihayet toplam optik tepkinin genliğini (voltaj ya da sıcaklık olarak) elde ederiz.

Geniş alanlı desenlerde, tek yönlü ısı hareketlerinin altlık doğrultusunda filmin yüzey alanı yönünde yayıldığını düşünebiliriz. Böylece A mikroköprünün kesit alanı olmak üzere $r(x) = r_s / A = l / (k_s A)$ ve $c(x) = c_s \cdot A$ olacaktır. $c(x)$ ve $r(x)$ 'in bu değerlerini kullanarak altlığın empedans matrisini aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$z_{sub} = \frac{1}{\sqrt{j\omega c_s k_s}} \begin{bmatrix} \coth(\gamma l) - \operatorname{csch}(\gamma l) \\ \operatorname{csch}(\gamma l) - \coth(\gamma l) \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{j\omega c_s}{k_s}} \quad (2.38)$$

R_f 'yi ihmal ederek bu çözümü genelleştirecek olursak, film ve altlık için giriş empedansları aşağıdaki şekilde elde edilmiş olur.

$$z_{in1} = \frac{e^{(\gamma l)} + \Gamma e^{(-\gamma l)}}{e^{(\gamma l)} - \Gamma e^{(-\gamma l)}} \sqrt{\frac{1}{j\omega c_s k_s}} \quad (2.39)$$

$$z_{in2} = \frac{\frac{e^{(\gamma l)} + \Gamma e^{(-\gamma l)}}{e^{(\gamma l)} - \Gamma e^{(-\gamma l)}} \sqrt{\frac{1}{j\omega c_s k_s}} + R_{fs}}{\frac{e^{(\gamma l)} + \Gamma e^{(-\gamma l)}}{e^{(\gamma l)} - \Gamma e^{(-\gamma l)}} \sqrt{\frac{j\omega}{c_s k_s}} C_f + 1 + j\omega C_f R_{fs}} \quad (2.40)$$

$$\Gamma = \frac{R_{sc} - \sqrt{\frac{1}{j\omega c_s k_s}}}{R_{sc} + \sqrt{\frac{1}{j\omega c_s k_s}}} \quad (2.41)$$

Bolometrenin çıkış sinyallerini verdikten sonra artık bolometre için genel olarak gürültü kaynaklarına, gürültü parametrelerine ve konseptle ilgili bazı ucu açık sorulara değinebiliriz.

Öncelikle bolometreyi tanımlarken iki önemli kavram üzerinde yoğunlaşmalıyız. Bunlar güç eşdeğerindeki gürültü (Noise Equivalent Power “NEP”) ve duyarlılık (D^*). $\Delta f = 1\text{Hz}$ için bu iki kavramı aşağıdaki şekilde verebiliriz.

$$NEP = \frac{V_n}{S} [W / Hz^{1/2}] \quad (2.42)$$

$$D^* = \frac{A^{1/2}}{NEP} [cmHz^{1/2} / W] \quad (2.43)$$

Burada V_n tüm kaynaklardan gelen toplam gürültü, A bolometrenin aktif tabaka alanı S ise bolometrenin optik tepkisi (Nivelle vd., 1997) . Optik tepkiyi açacak olursak;

$$S = \frac{\varepsilon L_0}{I_{bias} (1 - L_0) (1 + \omega^2 \tau_e^2)^{1/2}} [V / W] \quad (2.44)$$

eşitliğini elde ederiz. Burada $L_0 = \alpha P_{in} / G$ Elektrotermal Geribesleme Yükseltme Katsayısı, $P_{in} = I_{bias}^2 R_{bias}$ bolometrenin giriş, $\omega = 2\pi f$ modülasyon frekansının dairesel karşılığıdır. L_0 sabit akım besleme durumunda (CCM) pozitif, sabit voltaj besleme durumdan (CVM) negatiftir. Buna bağlı olarak efektif termal zaman sabiti sabit akım ve sabit voltaj durumlarında aşağıdaki gibidir.

$$\tau_e = \frac{\tau}{(1 - L_0)} \quad (2.45)$$

$$\tau_e = \frac{\tau}{(1 + L_0)} \quad (2.46)$$

Burada τ asıl zaman sabitidir.

Yüksek sıcaklık süperiletken bolometreler için duyarlılığın teorik değeri yalnızca arkaplandaki foton gürültüsüyle sınırlıdır ve $T_{phot} = 300K$ ve $T_{bias} = 77K$ için $D^* = 2,8 \times 10^{10} cmHz^{1/2}/W$ olur. Tabii ki pratik bir uygulamada diğer gürültü parametrelerini de NEP terimine eklemek gerekir.

$$NEP_{V,I} = \left\langle \frac{4kT_{bias}^2 G}{\varepsilon^2} + \left(\frac{4kT_{bias}^2 G}{\varepsilon^2 \alpha^2 P_{bias}} + \frac{G^2 \alpha_H}{\varepsilon^2 \alpha^2 N A t f^a} \right) (1 + \omega^2 \tau^2) \right\rangle^{1/2} \quad (2.44)$$

Burada verilmiş olan NEP değeri hem negatif ETF hem de pozitif ETF için aynıdır (Khrbtov, 2002; Lee vd., 1997).

Eşitlikteki birinci terim bolometre T_{bias} sıcaklığında iken bolometre ve G zayıf termal link arasındaki rastgele enerji transferlerinden kaynaklanan fonon gürültüsüdür. İkinci terim P_{bias} teriminden de anlaşılacağı üzere beslenmiş yüksek sıcaklık süperiletken filmin Johnson gürültüsüdür. Üçüncü ve son terim ise yine yüksek sıcaklık süperiletken filmin $1/f$ gürültüsüdür.

NEP'nin üçüncü terimini deneysel Hooge formülünden elde edebiliriz (Hooge vd., 1981). Burada α_H film kalitesi için belirlenmiş bir katsayı, $N = 10^{21}\text{cm}^{-3}$ 'e set edilmiş filmin yük taşıyıcı konsantrasyonu (Kiss ve Svedlindh, 1994), A aktif bolometre alanı, t film kalınlığı ve f^0 yaklaşık 1 olarak kabul edilen bir katsayıdır. Hooge katsayısı olan α_H ; yüksek sıcaklık süperiletken filmin normal durumdaki değeri olarak kabul edilir.

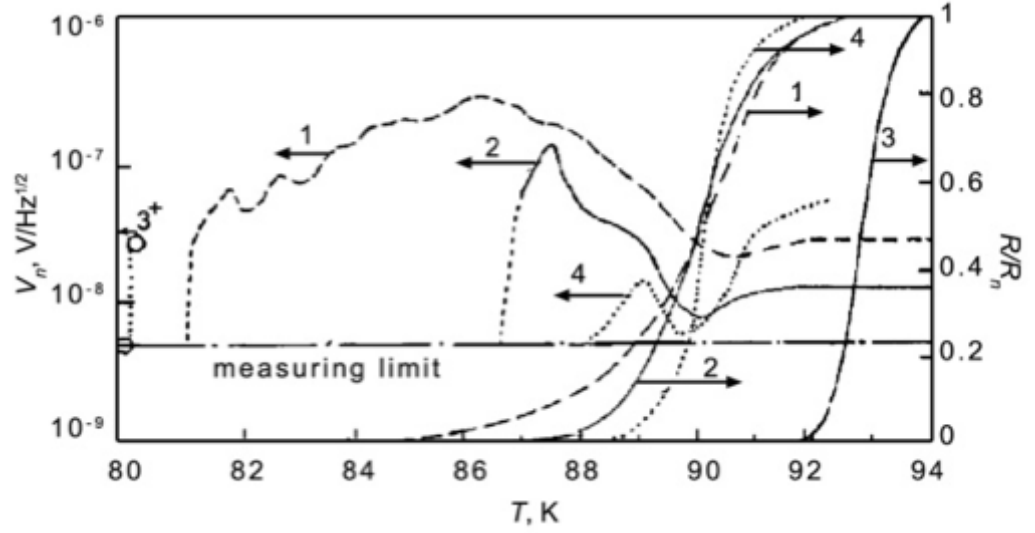
NEP eşitliğinde önemli bir nokta da zaman sabiti bağımlılığıdır. Görüldüğü üzere Johnson ve $1/f$ gürültüleri için NEP terimleri τ_e 'ye değil τ 'ye bağlıdır. Buna karşın bolometrenin optik tepkisi ise daha önce değindiğimiz üzere τ_e 'ye bağlıydı. Bu durum genellikle ETF'nin Johnson gürültüsü üzerine etkisiyle ve istenmeyen titreşimlere bağlı "Flicker" gürültüsüyle açıklanır. Hooge formülasyonunun deneysel olduğunu bir kez daha hatırlatalım.

Bu durumda voltaj beslemeli modlarda P_{bias} akım beslemeli modalara göre genellikle daha büyük olduğundan toplam NEP'ye Johnson gürültü katkısı giriş gücünün yükselmesiyle baskılanır.

Tez konseptinin çok dışına çıkmadan belki de bölümün başında verilmesi gereken bir detay şu an verilebilir: Bir mikrobolometre eğer yeteri kadar küçük üretilirse; gelen foton üzerinden absorplanan güç, sıcaklık henüz topraklanma fırsatı bulmadan filmin bir kısmını normal duruma geçirecek kadar ısıtır. Böylece bolometrenin bir kısmı normal duruma geçer ve süperiletken içinde normal durumda bir bant oluşur. Bu durumda bolometre konsepti ortadan kalkmış olur (Superconducting Nanowire Detection). Bu nedenle günümüz astronomisinde kullanılan bolometreler görece büyük boyutlu ($50\mu\text{m} - 100\mu\text{m}$) boyutunda piksellerden oluşur. Böylece aynı zamanda besleme voltajı büyütülerek Johnson gürültüsü baskılanır.

Yüksek sıcaklık süperiletken bolometreler için çeşitli gürültü modelleri değişik araştırmacılar tarafından yayınlanmıştır (Nivelle vd., 1997; Khrebtov vd., 2000; Lee vd., 1997; Neff vd., 1998; Mechin vd., 1997; Khrebtov, 2002; Verghese vd., 1992). Mevcut araştırmalar yüksek sıcaklık süperiletkenler için $1/f$ gürültüsünü temelde iki sebebe dayandırmaktadır. Bunlardan ilki ve en önemlisi altlık yapısı ve kalitesi, ikincisi ise ince filmin yapısal kusursuzluğudur.

Aşağıdaki şekilde epitaksiyel YBCO için tipik $1/f$ gürültü karakteristiği verilmektedir.



Şekil 2.13 Farklı altlıklar üstüne epitaksiyel büyütülmüş YBCO için gürültü voltajı V_n ve R/R_N : 1. Al_2O_3 , $J = 1.4 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$, 2. MgO , $J = 1.1 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$, 3⁺. NdGaO_3 , $J = 1.1 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$, 3. NdGaO_3 , $J = 1.1 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$, 4. SrTiO_3 , $J = 1.1 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ (Khrebtov vd., 1998).

Kritik akım ve gürültü ilişkisi üzerine yapılan araştırmalar göstermektedir ki yapısal olarak yüksek kalitede olan filmler keskin kritik akım yoğunluğu $j_c(T)$, normal durumda düşük $1/f$ gürültüsü ve geçişin çıkış bölümünde düşük manyetik kaynaklı gürültü göstermektedir (Khrebtov vd., 1998).

3. ÜRETİM PROSESİ

3.1. İnce Film Üretimi

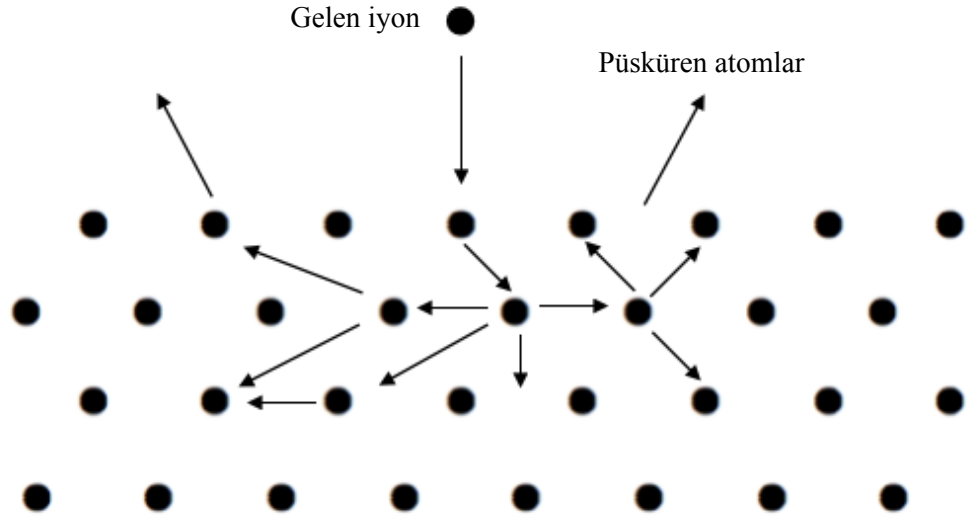
İnce film üretimleri magnetron sputtering sistemiyle gerçekleştirilmiştir. Bu aşamada hem ters silindirik magnetron başlığı hem de düzlemsel magnetron başlığı kullanılmış ve ticari target materyallerin dışında özel üretim target materyaller de geliştirilmiştir.

3.1.1. Sputtering Teorisi

Püskürme herhangi bir parçacık yüzeyden malzeme koparacak yeterli enerjiye sahip olduğunda gerçekleşir. Basit bir şekilde sputter verimi; target yüzeyinden kopan parçacık sayısının yüzeye gelen enerjik parçacık sayısına oranıdır.

$$S = \text{Püsküren Parçacık Sayısı} / \text{Gelen Parçacık Sayısı}$$

Sputtering; atom, iyon, elektron, foton ya da nötronlarla gerçekleştirilebileceği gibi moleküller ve moleküler iyonlarla da mümkün olabilir. Fakat genellikle bu süreç asal gazlar olan Ar^+ ve Kr^+ ile ya da görece küçük moleküller olan N_2^+ ya da O_2^+ gibi iyonların bombardımanı ile gerçekleştirilir. Burada sputter veriminden bahsederken önemli olan target yüzeyini döven parçacıkların cinsi değil enerjisidir. Çünkü sputtering yönteminde püskürme tamamen yüzeye gelen enerjik parçacıkların sahip olduğu kinetik enerjiyle ve momentum transferiyle ilgilidir. Yani gelen parçacığın yükü ve cinsinden bağımsızdır.



Şekil 3.1 Sputtering sürecinin şematik gösterimi.

Sputtering süreci genel olarak Şekil 3.1’de gösterildiği gibidir. Burada target yüzeyine vuran parçacığın momentumu, target’ın iş fonksiyonundan (work function) küçükse, target yüzeyindeki atomlarda bir yerdeğiştirme olmasına karşın püskürme gerçekleşmez (dislocation). Bunun için gelen enerjik parçacığın momentumunun target’ın iş fonksiyonundan büyük olması gerekir. Bu durumda parçacığın target üzerinde vurduğu bölgenin etrafından koni şeklinde püskürme gerçekleşir.

Buna karşın eğer gelen parçacığın enerjisi bağları koparacak yeterli enerjiye göre çok büyük olursa (genellikle kV ve üstü), bu sefer momentum transferi için olasılık yoğunluğu düşer ve gelen parçacıklar target içine sızmaya (penetration) başlar.

Görüldüğü üzere sputtering süreci içerisinde momentum transferi target yüzeyini döven enerjik parçacıkların vurdukları noktalardan, püsküren parçacıkların konumları arasındaki yola üzerinden malzemenin young modülüne bağlı olarak gerçekleşir. Yani gelen parçacığın yüzeyde dövdüğü şey aslında target içindeki atomların bağlarıdır. Bu bağlar ne kadar esnekse püskürme oranı o kadar düşer. Yani rijitlik arttıkça target üzerindeki mekanik dalgalanmaların azalmasına bağlı olarak enerjinin daha büyük bir bölümü bağları koparmak için kullanılacak ve buna bağlı olarak da püskürme oranı artacaktır. Benzer şekilde target eğer tek parça şeklinde katı halde değilse (örneğin toz halindeyse) gelen parçacıklar hedefteki parçacıkların arasından geçerek sistemin arka duvarına çarpar ve püskürme gerçekleşmez.

3.1.2. Sputtering'in Enerji Bağımlılığı

Sputtering süreci genel olarak bağlanma enerjisi seviyelerinden MeV seviyelerine kadar uzanan dört ana enerji aralığı ile tanımlanabilir.

3.1.2.1. Düşük Enerjili Bölge

Gelen iyon enerjisinin birkaç eV'dan 40 - 50 eV'a kadar olduğu enerji bandıdır. Bu bölge target'ın yüzeyinde gelen iyon etkisiyle yer değiştiren fakat püskürmeyen atomik düzeydeki parçaların olduğu enerji aralığının hemen üstüdür. Fakat burada sputtering mekanizması çalışıyor olmasına rağmen püskürme oranı oldukça düşüktür ve bu enerji bölgesi sputtering için eşik (threshold) değere karşılık gelmektedir. Burada bahsedilen plazma üzerindeki akım - voltaj ilişkisinin lineer olmaya başladığı kırılma noktasının altındaki gelen iyon enerjilerini tarif etmektedir. İleriki bölümde görüleceği üzere bu sınırı; sputtering için verilen deneysel yükleme eğrisindeki "breakdown" voltajıyla karıştırmamak gerekir. Sputter sistemleri için yükleme eğrisinin değerleri birçok sabit tasarım parametresiyle ve target'la değişmektedir. Sistemde plazma üzerinden akım geçiyor olmasına rağmen, gelen iyonun enerjisi yüzeydeki atom ya da atom gruplarını koparacak momentuma sahip değildir.

Bu bölgede sputter verimi S ; genellikle üst sınır olan 40 - 50 eV için 10^{-2} 'den küçüktür. Daha önce değinildiği gibi lineer olmayan bu bölgede, enerji düşerken verimde eksponansiyel olarak 10^{-6} 'lara kadar düşer.

Burada bir ara verip çalışmanın çerçevesini oluşturan sınırlardan ve konunun güncel durumundan bahsedelim.

Neredeyse keşfinden sonra 80 yıl boyunca atıl durumda beklemiş olan sputtering tekniği teknoloji üretimindeki trendler ile kullanılır olmaya başlamıştır. Aslında sputtering tekniği target hazırlama aşamasındaki zorluklar nedeniyle alternatiflerine göre önemli bir dezavantaja sahiptir. Çünkü target sputtering yönteminde plazma sürecinin bir elektrotu olarak devreye bağlıdır ve bu da giriş empedansının değişkenlik göstermesi anlamına gelir. İstenilen formda düzgün bir target üretmek masraflı ve zor bir iştir.

Ayrıca uygulama sırasında empedansta küçük de olsa değişimler olur. Bununla beraber manyetik alan nedeniyle, manyetik parçacıkların püskürtülmesi sırasında spesifik zorluklar yaşanabilir.

Buna karşın hala en yaygın sistemdir, çünkü geniş alanları püskürtmek mümkündür. Hedef malzemeyi buharlaştırmak ya da lazer vuruşlarıyla püskürtmek için gereken enerji yoğunluğu yüksek olduğundan büyük alanlar için bu yöntemleri uygulamak mümkün değildir. Ayrıca standart işlemler için bile bu yöntemler daha pahalı ve bazen kontrolü imkansızdır.

Fakat öyle görülüyor ki sputtering hala araştırmacılar arasında pek ilgi çekici bir konu değildir. Halbuki en son verdiğimiz rakamlara tekrar göz atalım: 50eV'un altındaki verim 10^{-6} civarında olduğundan çalışma sırasında geliştirilen Magnetron Sputtering sistemi için bu değer kullanılabilir değildir. Bununla beraber yüksek plazma yoğunluğuna sahip başka bir tür sputtering sistemi ise bu aralıklarda yüksek iyon üretim oranına sahip olabilir. Biz çalışmanın genel çerçevesi nedeniyle ince film üretimi ve Magnetron Sputtering yöntemini ele alacağımızdan, girişte de belirtildiği üzere bu enerji aralığındaki iyonlarla uygun bir kaplama yapmak mümkün değildir.

3.1.2.2. Vuruntulu (Knock on) Enerji Bölgesi

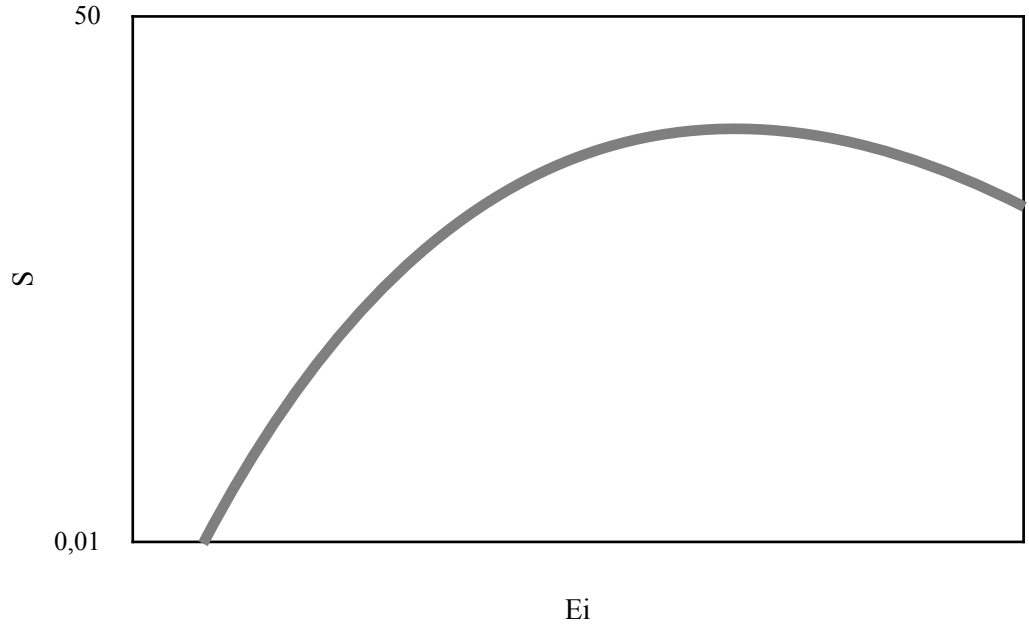
Bu bölgede iyon enerji aralığını 30 - 200 eV aralığında tutabiliriz. Bölgelerin sınırlarının birbirleri içine geçmiş olmasının temel nedeni mekanizmanın target'a bağlılığıdır.

Bu aralıkta sputtering mekanizması genellikle yükleme eğrisinin lineer bölgesinin girişinde çalışır ve gelen iyon yüzeyden birkaç atom ya da onlarcasını püskürtebilir. Fakat S hala düşük olduğundan plazma kararlı değildir ve yük eğrisinde atlamalar meydana gelerek vuruntular halinde plazma yoğunlaşmaları oluşmasına neden olur. Bu vuruntular aslında vakum odası içindeki gaz basıncıyla gelen iyon enerjisi arasındaki büyük farklılıktan kaynaklanır. Düşük verimde çalışan sputtering sistemi için içerideki gazı iyonlaştıran elektronlar; düşük enerjili iyonlar nedeniyle sayıca azdır. Az sayıdaki sıcak elektron, yüksek yoğunluktaki gazı iyonlaştırmak istediğinde homojenlik olmaz ve detonasyonlara sebep olarak iyonlaşmayı düzensizleştirir. Eğer düşük büyütme oranlı bir kaplama işlemi isteniyorsa, vuruntu bölgesi gaz basıncını düşürerek süreklileştirilebilir.

3.1.2.3. Kademeli Çarpışma (Collision Cascade) Bölgesi

Bu bölge için gelen iyonun enerji aralığı birkaç yüz eV'dan implantasyon sınırlarına göre 10'larca keV'a kadar çıkabilir. Kaplama hızı ve altlık manipülasyonu için önemli bir sınırlama yoksa, en homojen kaplamalar bu aralıkta yapılır. Bunun temel nedeni target yüzeyine gelen iyonun ilk temasından sonra yüzeye yakın atomlar arasında gerçekleşen diğer çarpışmaların küresel formda olmasıdır.

Küresel formdaki düzgün momentum dağılımı hem geri tepmeleri engelleyerek target yüzeyindeki püskürmenin şeklini konikleştirir hem de yüzeyden kopan yüksek enerjili iyonlar sayesinde plazma üretimini stabil hale getirir. Sonuç olarak plazma tamamen uygun koşullardaki bir çevre içinde üretildiğinden, enerji yükseldikçe parametrelerdeki dalgalanmaların logaritmik karşılıkları -plazma yoğunluğu kendi sınırları içinde arttıkça- azalmaktadır.

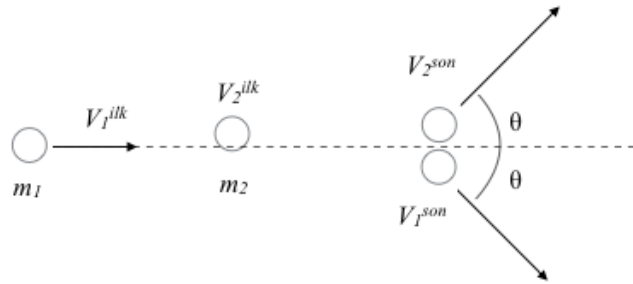


Şekil 3.2 Sputtering Verimi (S) - Gelen İyon Enerjisi (E_i) ilişkisi (Matsunami vd., 1984).

3.1.3. Püsküren Atomların Enerji Dağılımları ve Açıları

Sputtering yöntemiyle püskürtülen katı malzeme atomlarının yüzeyden püskürme enerjileri ortalama 2 - 10 eV arasındadır. Şekil 3.2’de görüldüğü üzere S , belirli bir maksimum değerin üstünde $1/E^2$ ile azalmaktadır.

Momentum ve enerjinin korunumuna bakacak olursak gelen iyon ve püsküren parçacık arasındaki enerji - momentum ilişkisini elde edebiliriz. Burada Collision Cascade bölgesinde çalışıyor olduğumuzu bir kez daha hatırlamakta fayda var. Çünkü çarpışan atomlar için momentum dağılımı küresel olduğundan saçılma sırasında gelen iyon ve yüzeydeki parçacık için saçılma açıları eşit kabul edilmektedir.



Şekil 3.3 Sputtering sırasındaki momentum diyagramı.

Momentum ve enerji korunumuna ortak saçılma açısı koşulunu eklediğimizde;

$$\begin{aligned} P_{ilk} &= m_1 v_1^{ilk} + m_2 v_2^{ilk} \\ P_{son} &= m_1 v_1^{son} + m_2 v_2^{son} \end{aligned} \quad (3.1)$$

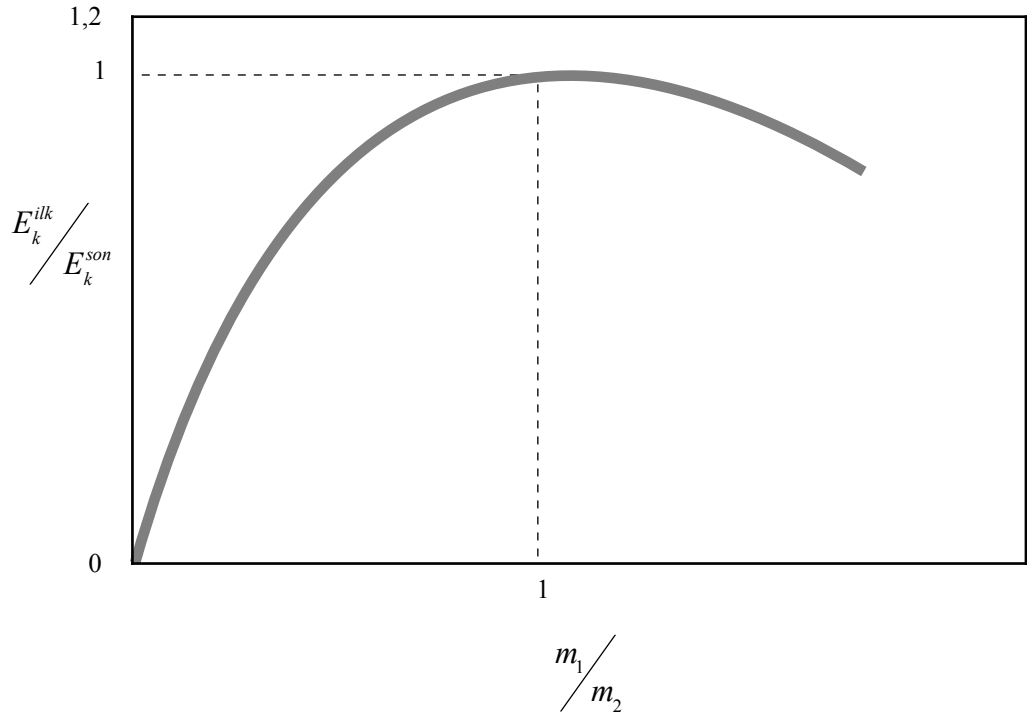
$$P_{ilk} = P_{son} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} E_k^{ilk} &= \frac{1}{2} m_1 (v_1^{ilk})^2 + \frac{1}{2} m_2 (v_2^{ilk})^2 \\ E_k^{son} &= \frac{1}{2} m_1 (v_1^{son})^2 + \frac{1}{2} m_2 (v_2^{son})^2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$E_k^{ilk} = E_k^{son} \quad (3.4)$$

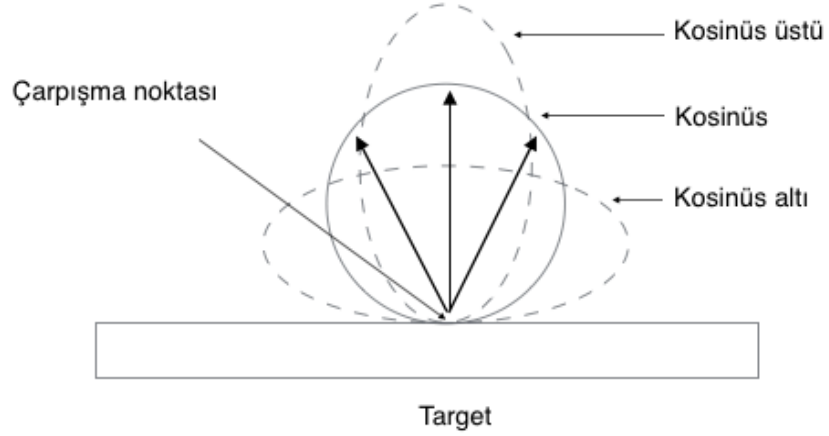
$$\frac{E_k^{ilk}}{E_k^{son}} \propto \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cos^2 \theta \quad (3.5)$$

eşitliğini elde ederiz. Buna göre sputtering sırasındaki maksimum enerji transferi kütle oranı “1” olduğunda elde edilmektedir.



Şekil 3.4. Kütle oranlarına göre ileri yönlü enerji transferi.

Target ve anot düşey bir eksenle konumlandıklarından oluşan elektrik alan target'a dik olacaktır. Bu nedenle ilk çarpışma sırasında target'ın yüzeyinden atom kopmaz. Püskürme en kısa yolla ikinci çarpışma sonucu gerçekleşmektedir.



Şekil 3.5 Püskürme geometrisi.

Ayrıca katı açılı başına püsküren atomların sayısal değerleri enerjinin fonksiyonu cinsinden Boltzman dağılımına benzemektedir. Yani yüzeyden herhangi bir açıyla püsküren parçacıkların dağılımı, ilk çarpışma sırasındaki kosinüsün karesiyle orantılıdır. Böylece atomlar yüzey üzerinden küresel şekilde dağılırlar.

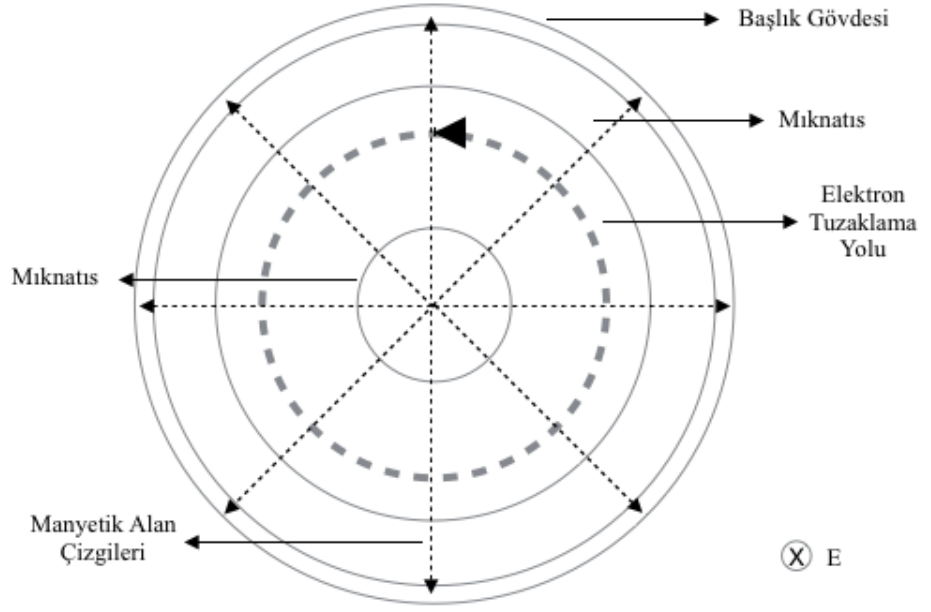
3.1.4. Magnetron Sputtering

Magnetron sputtering yöntemi, sputter sistemleri arasında en çok tercih edilen sistemdir. Buradaki asıl amaç plazmayı kontrol altında tutarak plazmanın gücünü ve etkin alanını belirlemektir.

Bu nedenle target'a yakın bölgede statik bir manyetik alan yaratılarak, target yüzeyinden kopan ikincil elektronların bu manyetik alan altında hapsolmesi sağlanır. Böylece target'ın yüzeyinde elektron bulutundan oluşan parlak ve yoğun bir bölge oluşturulur. Yani plazma bu bölgede yoğunlaşır.

Manyetik alan target yüzeyine paralel, elektrik alan ise dik olduğundan, target yüzeyinden kopan elektronlar Lorentz kuvveti ($E \times B$) etkisinde dairesel bir hareket yapmaya başlarlar. Sonuç olarak target yüzeyinde halka şeklinde bir elektron yolu oluşur ve aşındırma bu bölgenin izdüşümünde meydana gelir.

Magnetron sputtering yönteminin diğerlerine oranla yaygın olmasının sebebi magnetron sisteminin sağladığı avantajlardan kaynaklanmaktadır.



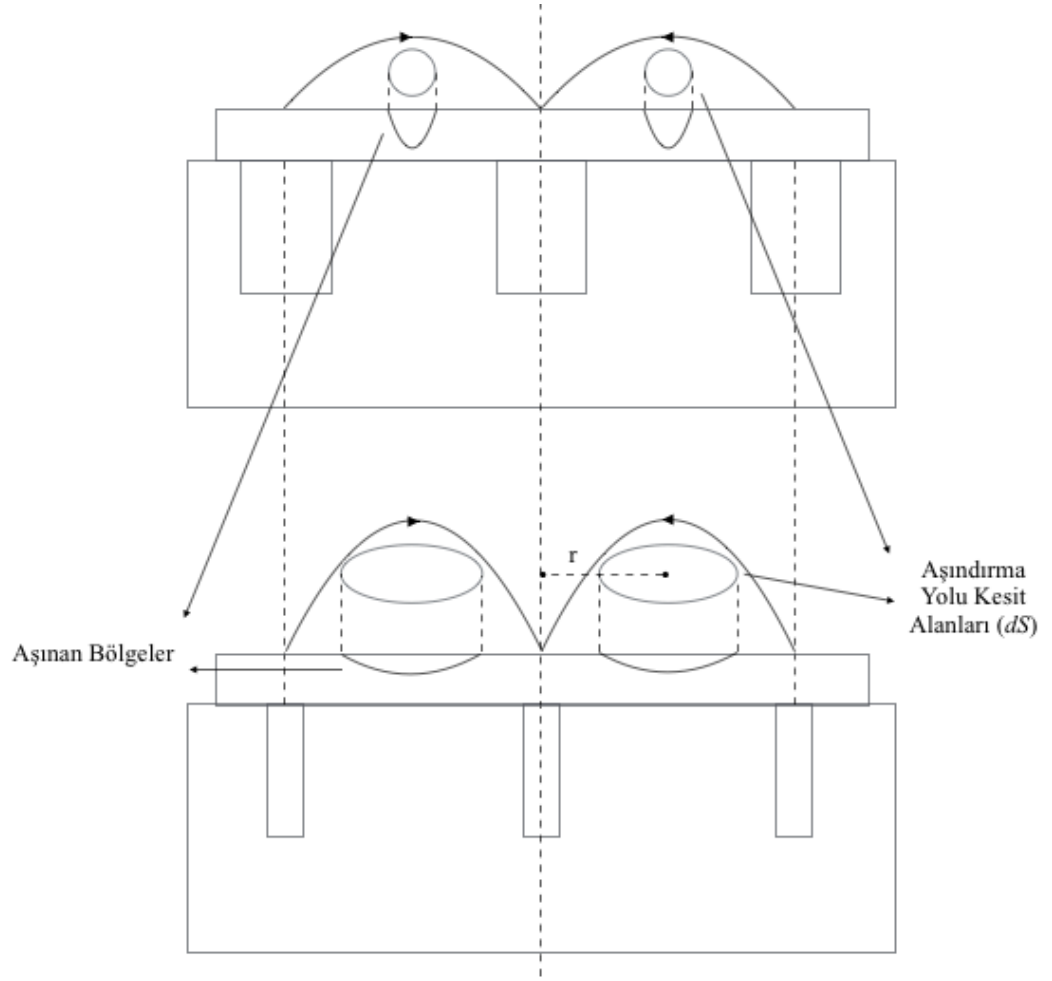
Şekil 3.6 Magnetron başlığının üstten görünüşü.

Öncelikle elektronlar aşındırma yolu üzerinde hareket ediyor olduklarından bölge içindeki iyonlaşmada homojenlik artar ve böylece her nokta için püskürme ortalama değere yaklaşmış olur. Ayrıca kullanılan manyetik alanın şiddeti ve şekli ile aşındırma yolunu kontrol etmek mümkündür.

Target yüzeyine paralel konumdaki manyetik alan şiddeti büyüdükçe aşındırma yolu daralır ve elektron yoğunluğu artar. Buna karşın manyetik alan şiddeti sabit kalacak şekilde miknatısların boylarındaki artış ise aşındırma yolu ve target arasındaki düşey uzaklığı artıracaktır.

Yüksek kaliteli ve düşük maliyetli ince filmler üretebilmek için çoğunlukla kullanılan yöntem miknatısların boylarını kısa tutup genişliklerini artırmaktır. Böylece büyük çaplı başlıklarda zayıf manyetik alan kullanılarak aşındırma bölgesinin target yüzeyini kaplayacak şekilde genişletilmesi tercih edilmektedir.

Sonuç olarak daha geniş bir alandan püskürme sağlandığından film homojenliği de artar. Aynı zamanda target için kullanım ömrü de uzamış olur. Plazma akımının uygulanan voltaja oranı ile aşındırma yolu arasında doğrudan bir ilişki bulunmaktadır. Aşındırma yolu yoğunlaştığında plazma akımı artar.

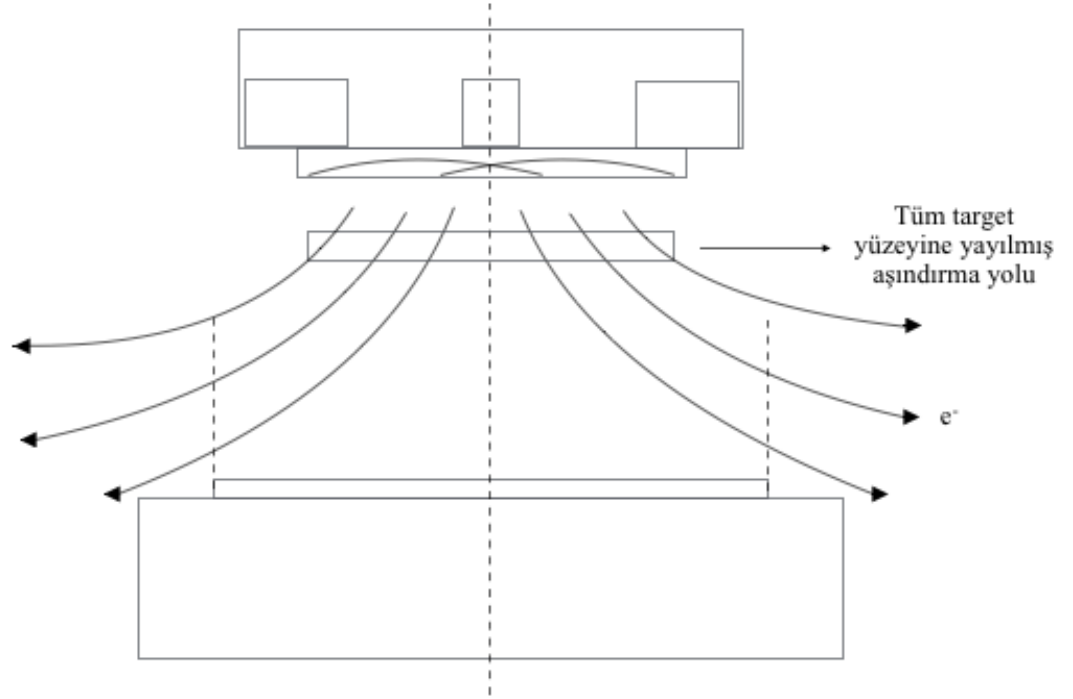


Şekil 3.7 Magnetron tasarımlarına göre aşındırma yollarındaki değişim.

Eğer başlığın merkezindeki manyetik alan büyütülürse, dağılım küresi kosinüs üstü duruma dönüşecek ve denge dışı (type I unbalanced) püskürme gerçekleşecektir. Bu durumda plazma, merkezden uzanan normal eksen etrafında daha fazla yoğunlaşır. Adeta inceliyor uzuyor. Bu yoğunlukla istenen bir durumdur. İkincil elektronlar merkeze yaklaşırlar ve geri püskürtme (resputtering) etkisi artar fakat buna karşın momentum transferi artacağından S yine de yükselmiş olur.

Tam tersi durumda çevredeki ikinci manyetik alan şiddeti artırıldığında (type II unbalanced) bu sefer dağılım kosinüs altı şeklini alır ve püskürme yatay olarak yayılır. Bu da istenen bir koşuldur.

Eğer target yukarıda kalacak şekilde eksen üzerinde (on-axis) bir püskürtme isteniyorsa çalışma konusunun merkezini de oluşturan seramikler için en iyi kaplamalar bu bölgede yapılmaktadır. Şekil 3.8'deki gibi aşındırma yolu yatay olarak neredeyse tüm target yüzeyini kaplayacak şekilde genişlemiş bir magnetron sistemi düşünelim. Aşındırma alanı maksimum boyuta ulaştığından film homojenliği de maksimum olacaktır. Ayrıca kenar bölgelerdeki alan şiddeti görece büyük olduğundan püskürme geniş bir alana yayılacaktır.



Şekil 3.8 Type II Unbalanced Magnetron.

Görüldüğü gibi kenarlardaki manyetik alan arttıkça, püskürmeyle birlikte magnetrondan kaçıp anoda doğru hızlanan ikincil elektronlar da git gide merkezden uzaklaşırlar. Elektronların saçılma sınırları altlık boyutunun ötesine geçmeye başladığında geri püskürme etkisi de ortadan kalkmış olacaktır. Ayrıca target altlığa göre yukarıda bulunduğu için, yüzeyden kopan atomlar düşük enerjilerine rağmen yerçekimi ile altlık üzerine düşerler. Böylece düşük güçte kontrollü ve homojen ince filmler için uygun üretim şartları sağlanmış olur. İkincil elektron emisyonu yüksek olan seramikler için geniş alanlı zayıf magnetronlarla, yüksek akım düşük voltaj durumları normalleştirilmiş olur.

Aksi halde yüksek plazma akımı nedeniyle başlık çıkışında güç yüksek olurken, düşük voltaj nedeniyle aktarılan momentum da düşük olacaktır. Böylece voltaj arttığında akım katlanarak artacaktır ve püsküren atomlar için kinetik enerji voltajı düşüren yüksek akım nedeniyle düşecektir. Magnetron sputtering için yükleme bağıntısı aşağıdaki gibidir.

$$I = kV^n \quad (3.6)$$

Görüldüğü üzere I plazma akımı ve V voltaj olmak üzere deneysel eşitlik üzerinde k ve n gibi iki terim bulunmaktadır. Bu terimlerden k ; yük eğrisini yatay olarak ötelemektedir. Bu da elektrotlar arası mesafe ve gaz basıncı gibi faktörlerle değişen voltaj durumlarını temsil eder. Eğer elektrotlar arası mesafe artarsa gazın plazmaya dönüştüğü kırılma voltajı (breakdown voltage) artacaktır. Düşük gaz

basıncında daha stabil çökeltme işlemleri yapılmak istendiğinde elektrotlar arası mesafe artırılarak k değeri büyütülür. Böylece yüksek voltaj altında hızlanan iyonlar aynı zamanda daha uzun bir yol boyunca elektrik alan etkisinde kalacaklarından düşük yoğunlukta yüksek kinetik enerji kazanırlar. Fakat yukarıda bahsedildiği gibi bu ancak düşük gaz basıncındaki işlemlerde kullanılmalıdır. Aksi halde iyon, elektrik alan etkisi altında uzun bir mesafe katederken gaz yoğunluğu yüksek ise target yüzeyine gelmeden bir dizi başka çarpışma ile momentumunu önemli ölçüde kaybedecektir.

n ise voltaj ve plazma verimi arasındaki terimdir. n 'in yükselmesiyle birlikte plazma akımı artar. Yani uygulanan voltaja karşılık plazma yoğunluğu n ile belirlenmektedir.

Bunun dışında hem sürücü modlarına göre, hem püskürtme sistematığına göre, hem de kullanılan gazlara göre çeşitli sputter sistemleri bulunmaktadır. Bunlar; aynı proses içinde farklı malzemelerin uygun koşullarda birlikte püskürtüldüğü başlıklar, DC vuruşlu sürücüleri olan başlıklar ve reaktif gazlarla kimyasal bir süreç gerçekleştiren sistemlerdir. Çalışma konusunun merkezinden ayrılmamak için sputtering kısmını burada tamamlıyoruz.

3.1.5. Çökelme Oranı

Sputter işlemleri için önemli parametrelerden biri de çökelme oranıdır (deposition rate). Fakat çökelme oranı için bugüne dek net bir model ortaya konmamıştır. Bununla birlikte vakum odası içindeki gaz basıncı (gas pressure), gaz akış oranı (flow rate), güç (discharge power) ve altlık target arası uzaklık gibi parametrelerle çökelme oranı değişmektedir.

Çökelme oranlarının hesabında genel olarak iki perspektif bulunur. Bunlardan ilki çökelme olasılığıdır. Burada target üzerinden kopan bir atomun altlık üzerine gelme olasılığı baz alınmıştır. Böylece target üzerinden kopan her atom için altlığa gelme olasılığı “1”, bunun dışındaki tüm diğer durumlar için olasılık “0” olur. Altlık üzerine gelen atomların, target üzerinden püsküren toplam atom sayısına oranı genel olarak sputter için kaplama olasılığını verir.

İkinci yöntem ise film kalınlığı ve güç arasındaki ilişkiye bakmaktır. Sputter sistemlerinin en önemli avantajlarından biri farklı geometri ve büyüklükteki altlıkları homojen kaplayabilme özelliği olduğundan, film kalınlığının güce oranı ince film büyütme işlemlerinde pratikliği nedeniyle daha çok tercih edilmektedir. Uygun çalışma ortamında sputter için yükleme eğrisinin lineer olduğundan bahsetmiştik. Plazma üzerinden geçen akım düşünüldüğünde, katota vuran her iyon için denge durumuna dek voltaj düşecektir. Bu nedenle sistem yüklendikçe voltaj, akıma göre daha yavaş artmaktadır. Fakat yükleme eğrisindeki k katsayısı sistem geometrisiyle ilgili olup voltajı değerlerini yük

eğrisinde yatay olarak kaydırıldığından ideal bir magnetron için çökeltme oranı ve güç dengesinin ortalama k değerleri için lineer olduğu kabul edilmektedir.

Aynı yöntem, güç kaynağı sabit tutularak plazma yoğunluğu gaz basıncıyla ayarlanmak istendiğinde de geçerlidir. Biz çalışma sırasında epitaksiyel YBCO büyütme işlemleri için uygun güç parametrelerinde çökeltme oranı / dk yöntemini kullandık.

3.1.6. Epitaksiyel YBCO İnce Filmlerin Üretimi

Bolometrenin aktif tabakası olan YBCO ince filmler, 100 yönelimli, tek tarafı parlak; SrTiO_3 ve MgO tek kristal altıklar üzerine büyütülmüştür. Bu işlemler sırasında Ters Silindirik ve Düzlemsel magnetron başlıkları kullanılmıştır.

3.1.6.1. Ters Silindirik Magnetron Başlığı

Bolometre üretiminde kullanılan filmler; 25mm yüksekliğinde ve 40mm çapında bakır ceket içine sıcak izostatik (Hot Isostatic Press) yöntemle basılmış YBCO ticari target ve Ters Silindirik Magnetron Başlığı (Inverted Cylindrical Magnetron Gun) kullanılarak üretilmişlerdir.



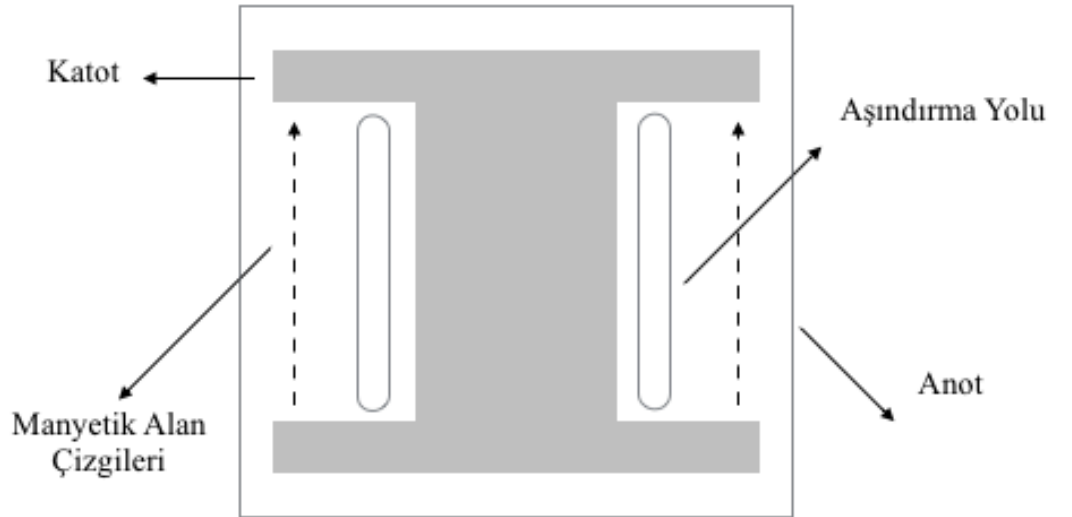
Şekil 3.9 25 mm yüksekliğinde, 40 mm çapında YBCO target.

Altıklar standart olarak ultrasonik banyoda 50 C’de propanol ve aseton ile 15’er dk temizlendikten sonra deiyonize su ile durulanmış ve kuru hava ile kurutulmuşlardır. Temizlik sırasında ince uzun beherler kullanılmış ve altıklar beher içinde dik olacak şekilde konumlandırılmışlardır. Bunun temel sebebi organik atıkların altlık üzerine kolay tutunmalarından dolayı temizlik sırasında yüzeyden kurtulmuş olmalarına rağmen tekrar geri düşmelerini engellemektir. Ardından altıklar 50 mm çaplı altlık ısıtıcısının merkezine gümüş pasta ile yapıştırılmış ve sistem vakuma alınmadan önce 100 C’ye kadar gümüş pasta açıkta kurutulmuştur.

Başlık ve ısıtıcı arası 40 mm olarak ayarlanmış ve PID kontrolcü ile 20C/dk hızla yüklenen manipülatör 750 C’de iki saat kalacak şekilde

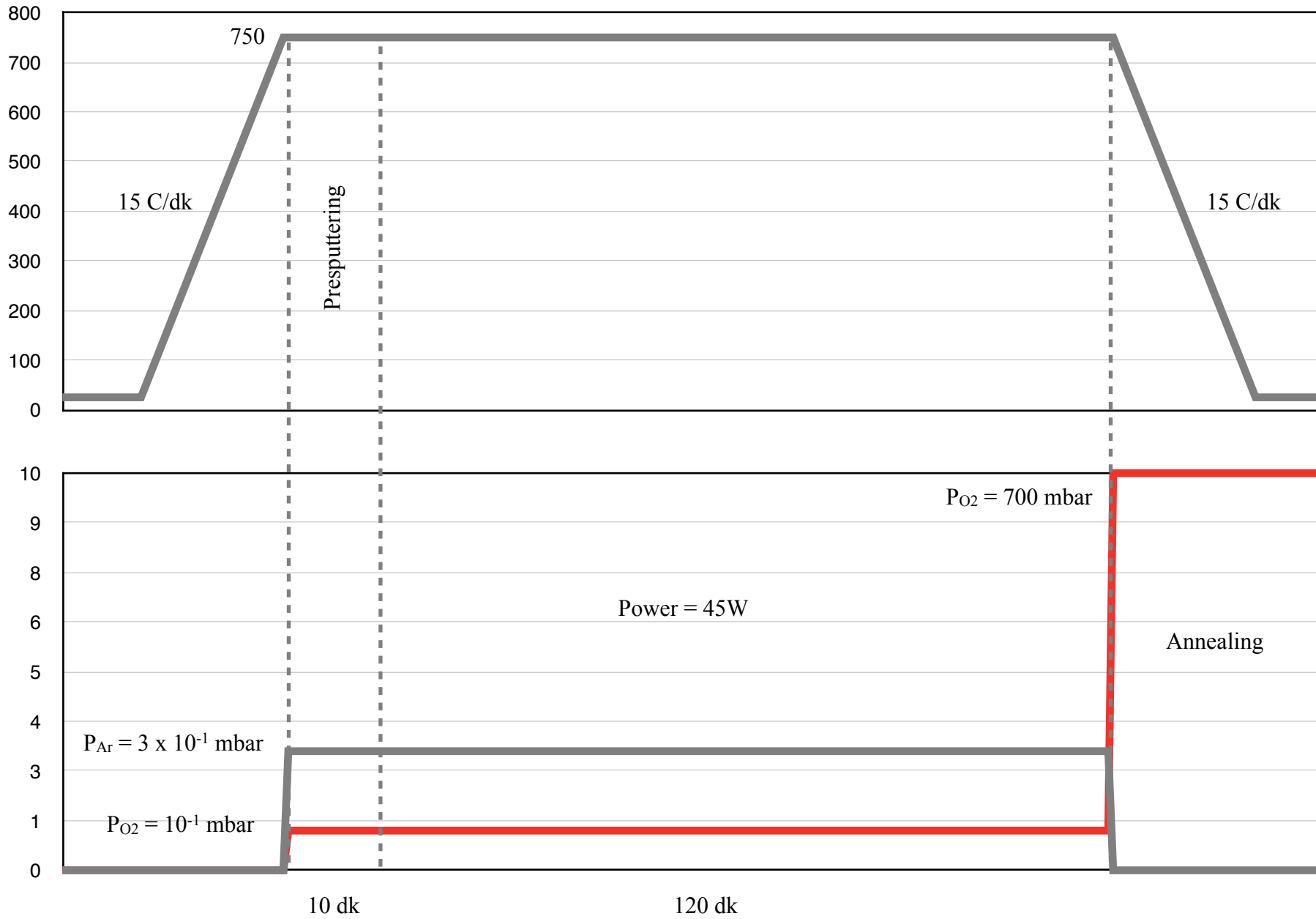
programlanmıştır. Sistem vakuma alınarak altlık set sıcaklığına çıkarılmış ve sputter işlemi 45W DC güç ile başlatılmıştır. Altlık üzerindeki örtücü kapalı konumdayken 5dk boyunca presputter yapılarak target yüzeyi temizlenmiştir. Bu işlem normal şartlarda seramik YBCO için daha uzun tutulabilecek olsa da target düzenli olarak kullanıldığından 5dk'lık bir temizleme işlemi yeterli görülmüştür.

Temizlik işleminden sonra örtücü açılarak altlık üzerine ince film büyütme işlemi başlatılmıştır. $P_{Ar} = 2 \times 10^{-1}$ mbar ve $P_{O_2} = 10^{-1}$ mbar olacak şekilde gaz basınçları ayarlanmış ve 120 dk boyunca işlem devam etmiştir. Normalde YBCO için oksijenleme sıcaklığı sinterizasyon sıcaklığına göre biraz düşük olmasına rağmen (500 - 600 C arası) nanometre boyutlarındaki ince film için buna ihtiyaç duyulmamış ve çökeltme işlemi bitiminde 10 dk boyunca 750 C'de oksijen ortamında ($P_{O_2} = 700$ mbar) tavlama yapılmış ve vakum odası hala oksijen ile doluyken 20C/dk'lık hızla altlık oda sıcaklığına soğutulmuştur.



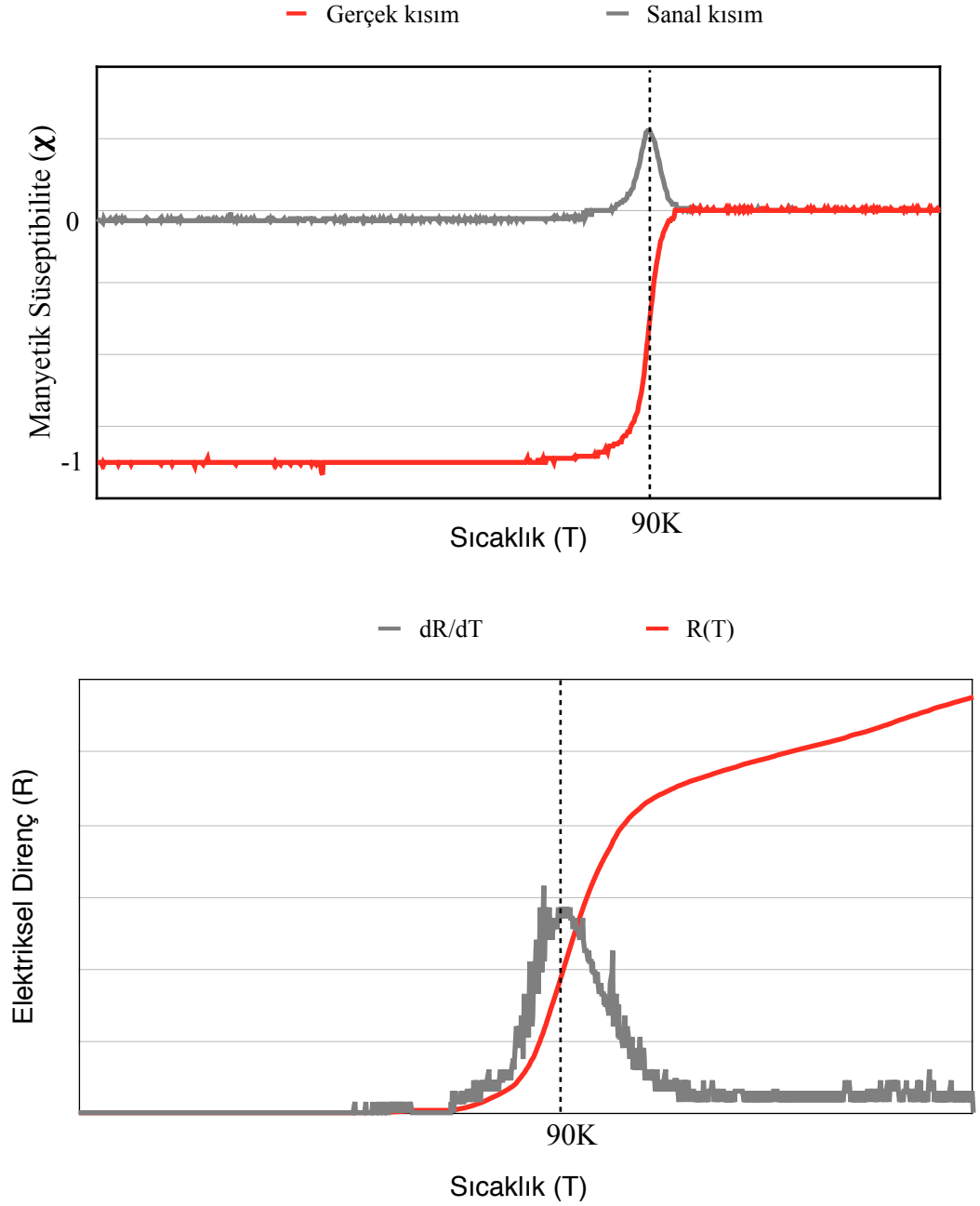
Şekil 3.10 Inverted Cylindrical Magnetron Gun.

Epitaksiyel büyütme işleminin parametreleri Şekil 3.13'de verilmektedir.



Şekil 3.11 YBCO Çökeltme Programı: A120 dklık sıcaklığı, gaz basıncı ve güç.

SrTiO₃ altlık üzerine elde edilen YBCO ince film için çökelme oranı 1,5nm / dk olarak hesaplanmış ve AC Manyetik Süseptibilite (χ - T), ve Direnç - Sıcaklık (R - T) ölçümleri yapılmıştır.



Şekil 3.12 STO altlık üzerine YBCO ince film için A) χ - T , B) R - T ölçümleri.

3.1.6.2. Düzlemsel Magnetron Başlığı

YBCO ince film denemeleri sırasında, 2'' çapında düzlemsel target'lara uyumlu magnetron başlığı için saf ve Ag katkılı olmak üzere katkıl reaksiyon metoduyla özel yapım target materyaller üretilmiş ve ince filmler üretilmiştir.

3.1.6.2.1. Target Üretimi

Target üretimi için Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO ve Ag_2O kullanılarak yüksek saflıkta; saf ve Ag katkılı YBCO tozlar üretilmiştir. Daha sonra bu tozlar farklı metod ve formatlarda preslenerek target materyaller elde edilmiştir.

3.1.6.2.1.1. Katı Hal Reaksiyon Metodu

Katı Hal Reaksiyon Metodu (Solid State Reaction Method) genellikle toz formundaki katı kimyasallardan çoklu kristal katı materyaller üretmek için kullanılan bir yöntemdir. Bu yöntemin kendine özgü en belirgin özelliği tepkimeye girecek reaktanların ve tepkime sonucunda oluşan materyalin katı formda olmasıdır. Metot bu yönüyle çözücü kullanan yöntemlerden ayrılır.

Reaksiyon sırasında reaktanlardan gaz çıkışı ya da sisteme gaz girişi olabilir. Sonuç olarak elde edilen materyal katı formdaysa bu bir katı hal reaksiyonu demektir.

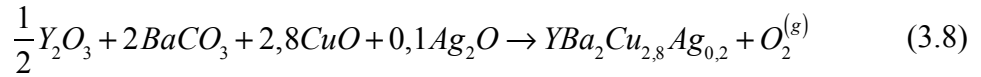
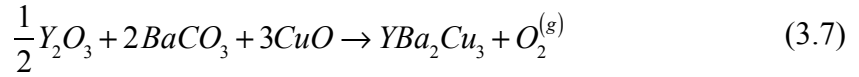
Katı hal reaksiyon yönteminin çözelti yöntemlerinden ayrıldığı en önemli nokta; katı hal reaksiyonlarında reaktanların sabit bir katı form içinde reaksiyona girmesi ve reaksiyon mekanizmasının oluşan kristal yapının örgü parametreleri içinde gerçekleşen moleküller arası etkileşimden kaynaklanmasıdır. Yani reaksiyonun kinetiğini belirleyen şey kristal örgüsünün yapısıdır. Buna karşın mekanizma hala tam olarak bilinmemektedir. Fakat basınç, sıcaklık gibi temel reaksiyon koşulları, reaktanların reaktivitesi ve termodinamik serbest enerjileri süreci belirleyen temel etkenlerdir.

Çalışma sırasında elde edilen target materyaller için öncelikle $YBa_2Cu_3O_{(7-x)}$ tozları üretilmiştir. Bu tozlar daha sonra farklı şekillerde basılarak tabletler elde edilmiş ve ince film üretiminde kullanılmışlardır.

3.1.6.2.1.1.1. Kalsinasyon

Kalsinasyon; karbonatlı ve hidratlı bileşikler yüksek sıcaklık altında ısıtarak oksitli bileşik elde etme yöntemidir. YBCO üretim sürecinde karbonatlı Ba ve oksitli Y ve Cu bileşikler kullanılarak YBCO elde edilmiştir.

Bu işlemler sırasında $6,3 \text{ g/cm}^3$ teorik yoğunluğa sahip YBCO için 2” çapında ve 4 mm yüksekliğinde target materyaller üretileceğinden, 40 gr toz YBCO elde etmek için tepkime hesapları yapılmıştır.



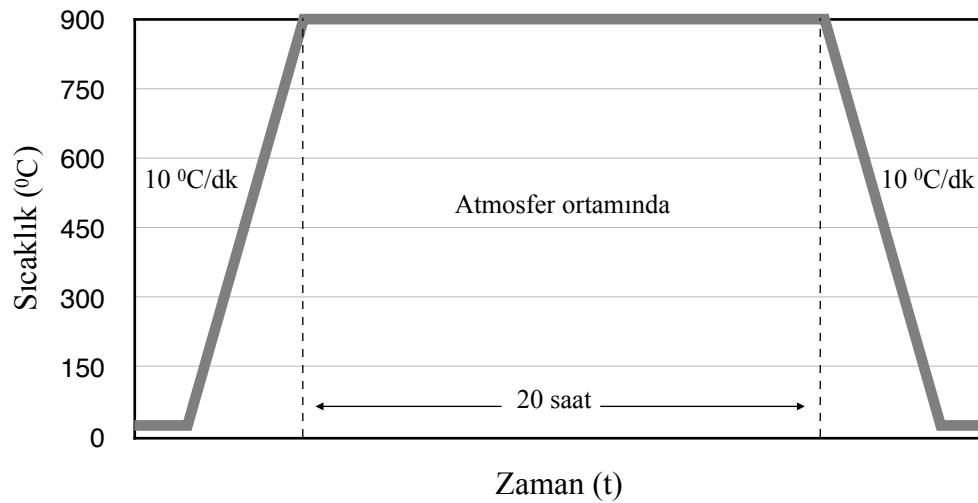
Bileşen	Mol Kütle (g)	Stokiyometrik kütle (g)
Y ₂ O ₃	225,81	6,052
BaCO ₃	197,35	21,16
CuO	79,545	12,79 / 13,70
Ag ₂ O	231,74	1,23
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x}	666,19	40

Çizelge 3.1. Kalsinasyon işleminde kullanılan bileşenlerin kütleleri ve mol kütleleri.

Tozlar tartıldıktan sonra agat bir kasede ezerek karıştırılmıştır. YBCO sentezleme sırasında sürecin en önemli bölümü burasıdır. Çalışma sırasında 40 g'lık ürün hedeflendiğinden, rahat karıştırabilmek için bileşenler yarım oranlarda tartılıp 4'er saat karıştırılmıştır.

CuO siyah ve Y₂O₃ ile BaCO₃ beyaz olduklarından karıştırma sırasında kolay olması için bileşenler renklerine göre ayrılmış ve öncelik BaCO₃ içine CuO karıştırılarak homojen bir gri ton elde edilmiştir. Ardından gri karışım içine Y₂O₃ eklenerek yine karışım renginin homojen olması gözlemlenmiştir.

Ardından hazırlanan tozlar Al₂O₃ potalara alınarak tüp fırın içinde 900 C'de kalsinasyona bırakılmıştır.

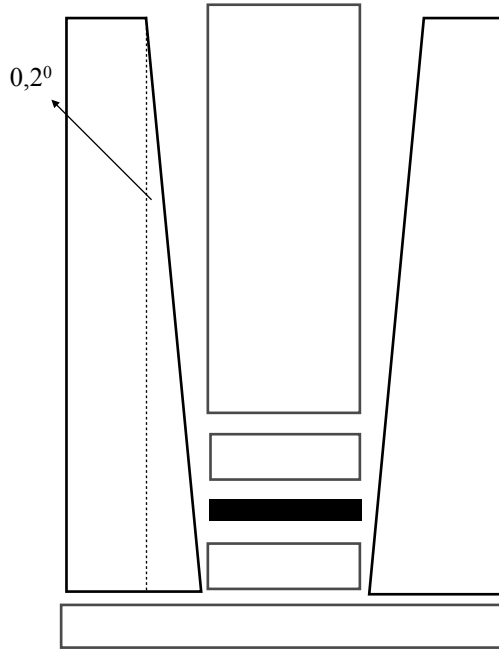


Şekil 3.13 YBCO için kalsinasyon işlemi.

Elde edilen YBCO tozlar agat kaseye alınıp 1 saat tekrar karıştırıldıktan sonra işlem tekrar edilmiş ve parlak siyah renkli süet yüzeyi andıran YBCO tozlar elde edilmiştir.

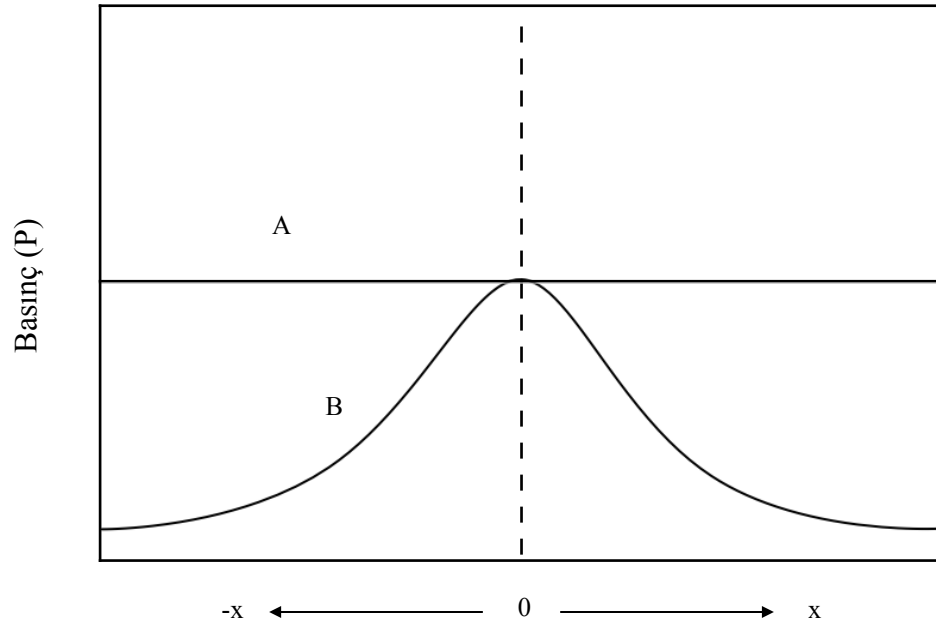
3.1.6.2.1.1.2. Sinterizasyon

Sinterizasyon işlemiyle target elde ederken iki farklı yöntem kullanılmıştır. Bunlardan ilki tek eksenli hidrolik pres ile basılan tozların tüp fırın içinde sinterlenmesidir. Bu proses sırasında, akma göstermeyen en rijit ticari çelik olduğundan sulanmış 2080 malzeme ile silindirik kalıplar üretilerek, yataklar ve kalıp parçaları yüzey parlaklığı $10\mu\text{m}$ olacak şekilde polisajda parlatılmıştır. Presleme sonunda malzeme kalıp içinden çıkarılırken elde edilen formun bozulmaması için yatak $0,2^\circ$ açılı yapılmış, baskıdan sonra kalıp ters çevrilerek basılı tozlar geniş bölümden çıkarılmıştır. YBCO için kohezyon düşük olduğundan kalıptan çıkarma işlemi oldukça dikkatli yapılmalıdır. Yüzey üzerinde oluşan mikro çatlaklar, daha sonra sinterleme işlemi sırasında büyüyerek tablet formunun bozulmasına neden olmaktadır.



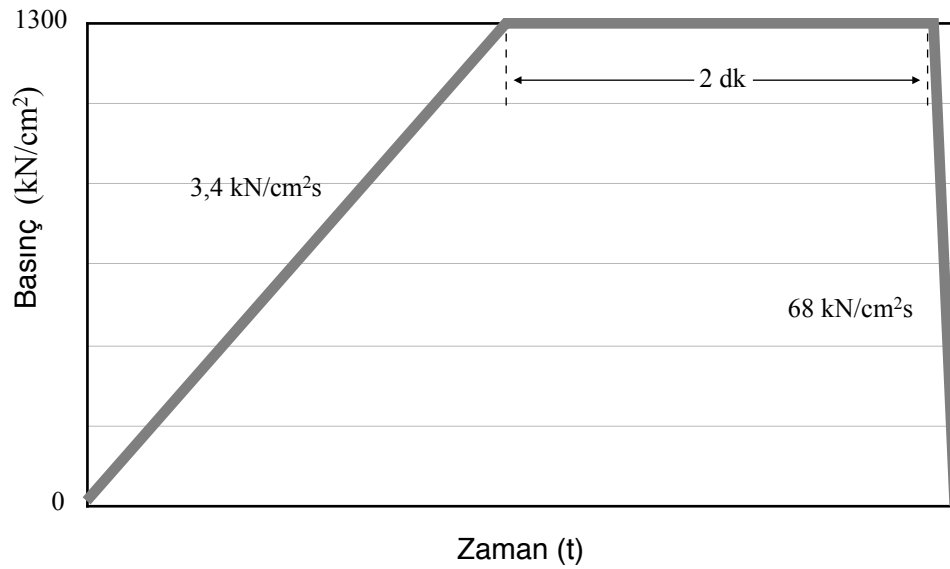
Şekil 3.14 2080 Sulu çelikten silindirik toz basma kalıbı.

Aynı zamanda tek eksenli presleme yönteminde katı malzeme için basınç dağılımı merkezden çevreye gidildikçe azalmaktadır. Bu nedenle presleme işlemi sırasında tozların içine metanol katılarak sıvının kalıp içinde basıncı tüm duvarlara eşit olarak dağıtması sağlanmıştır.



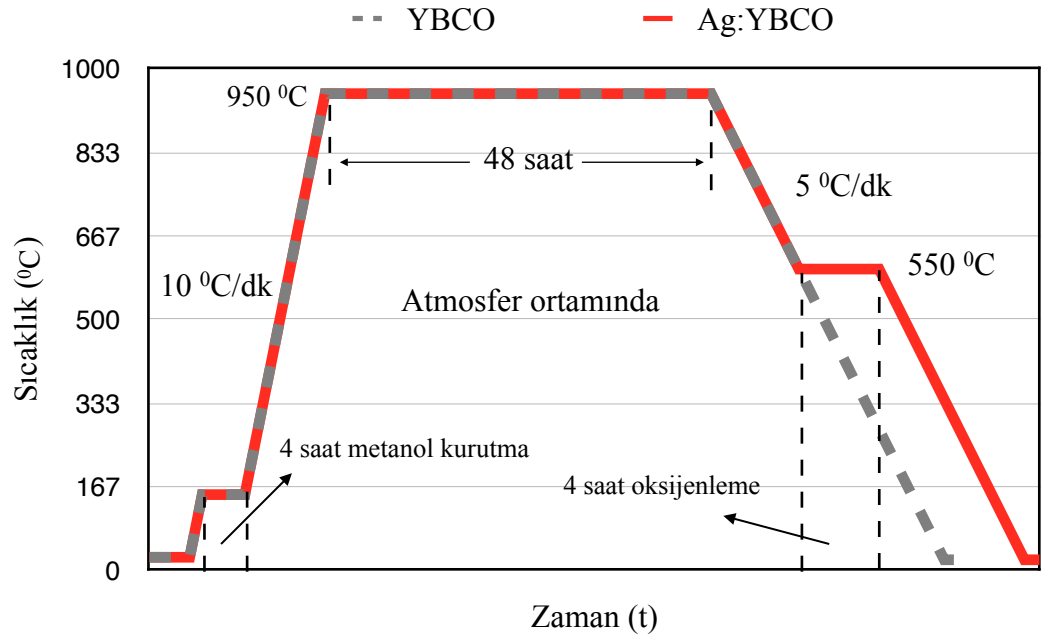
Şekil 3.15 Kalıp içindeki tozlar üzerindeki basınç dağılımı A) Normal presleme, B) Metanol katkılı presleme.

Presleme sırasında 1300 kN/cm^2 basınca kadar çıkılmış ve $3,4 \text{ kN/cm}^2\text{s}$ 'lik yükleme hızıyla tozlar basılmıştır. Yükleme hızının düşük tutulmasının sebebi, presleme sırasında tozların uygun şekilde hareket etmesini sağlamak ve kalıp içindeki basınç dağılımını bu şekilde homojen tutmak içindir. 1300 kN/cm^2 'ye çıkıldığında burada 2 dk kadar beklenmiş ve $68 \text{ kN/cm}^2\text{s}$ 'lik hızla tozlar üzerindeki yük boşaltılmıştır.



Şekil 3.16 Presleme işlemi.

Ardından tüp fırında Al_2O_3 altlık üzerinde sinterlenmeye alınan tablet oksijenleme yapılmadan atmosfer ortamında sinterlenmiştir. Buna karşın Ag katkılı örnek ise aynı programla süperiletken özellik göstermemiştir. Safsızlık atomları nedeniyle uygun stokiometri için gerekli oksijeni atmosferden alamayan örneğe 550 C'de 4 saatlik oksijenleme yapılmıştır. Böylece üretilen iki farklı örnek de 1K'den küçük geçiş aralığında düzgün süperiletken geçiş göstermişlerdir.



Şekil 3.17 Saf ve Ag katkılı YBCO örnekler için sinterleme işlemi.

Elde edilen tabletlerin; geniş yüzey alanları ve yüksek reaksiyon sıcaklığı nedeniyle ölçü ve geometrilerinde bozulmalar olduğu gözlemlenmiş ve kalıp büyütülerek çapı 63 mm'ye, tablet kalınlığı ise 5 mm'ye çıkarılmıştır. Böylece küçülen ve eğilen tabletler zımparaya tesviyelenip parlatıldıktan sonra yüzey bozulmaları ortadan kaldırılarak kalınlıkları 4 mm'ye indirilmiş ve çaptaki fazlalık ise taş yardımıyla alınmıştır. Son olarak ultrasonik banyoda aseton ve alkolle temizlendikten sonra gümüş pasta ile bakır arkalık plakasına yapıştırılarak sputter sistemine bağlanmıştır.



Şekil 3.18 2" YBCO düzlemsel target.

Elde edilen 2" çaplı YBCO target materyaller için yoğunluk $5,92 \text{ g/cm}^3$ olarak bulunmuştur.

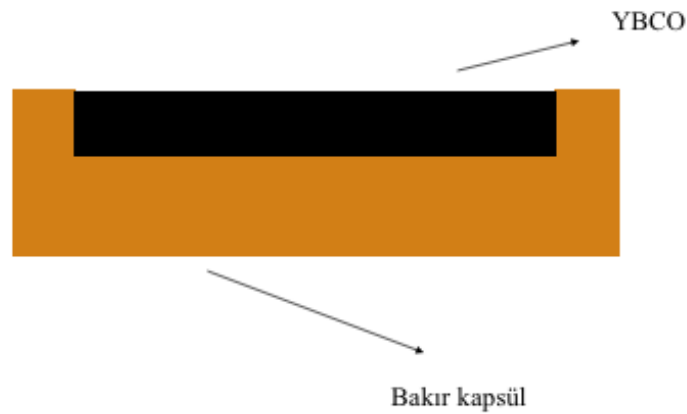
3.1.6.2.1.1.3. Sıcak Pres Yöntemi (Hot Pressing)

Sıcak pres yönteminin tercih edilmesindeki en büyük etken şüphesiz hızlı bir yol olmasıdır. İki günü aşan sinterleme işlemi, denemeler sırasında çabuk zarar gören hassas YBCO ile birleşince uygun üretim parametrelerinin belirlenmesi uzun sürelerle yayılmıştır. Üstelik atmosfer basıncı altındaki sinterleme işlemleri sırasında örneğin boyutlarında değişimler olmaktadır.

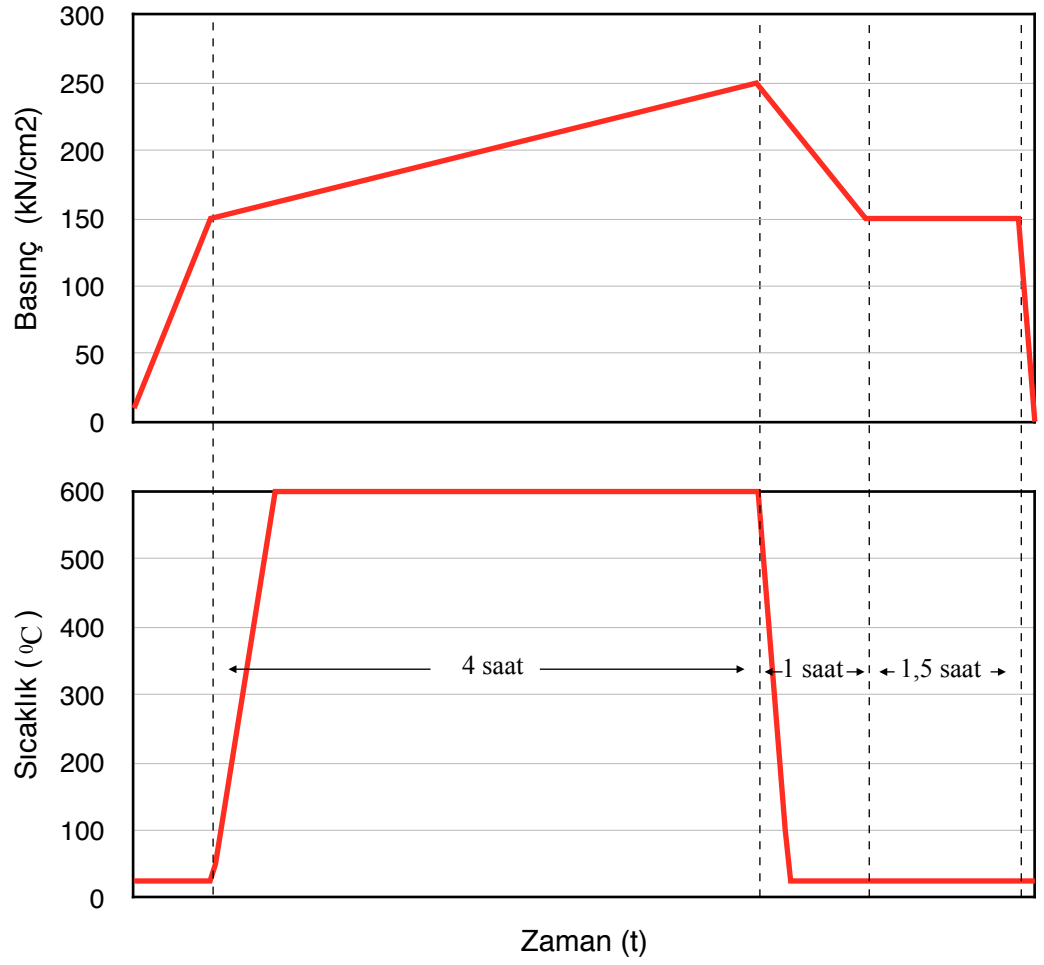
İnce film üretimi zaten in-situ olarak gerçekleştirildiğinden, gerekli oksijen sputtering işlemi sırasında verilmektedir. Bu nedenle target'ların süperiletkenliği sağlayacak şekilde uygun kristal formda olmaları gerekmez. Yalnızca kimyasal olarak doğru stokiyometride olmaları yeterlidir.

Buna bağlı olarak benzer bir kalıplama sistemine bu defa bir ısıtma ceket eklenmiş ve 400 Watt gücündeki ceket 1,5kg'lık kalıba entegre edildikten sonra güç kaynağı termostat ve röle ile sürülmüştür. Bu işlem sırasında masaüstü bir hidrolik pres kullanılmış ve kalıpla pres pistonu arasındaki ısı transferinin azalması için küçük çelik bir tablet kalıp üzerine yerleştirilerek, pres pistonu kalıbı bu çelik üzerinden sıkıştırmıştır.

Bu yöntem denenirken, hidrolik presin sıcak kalıptan ısısal olarak tamamen yalıtılması istenmediğinden piston ve kalıp arasında çelik bir tampon koyulmuştur. Çünkü kalıp içindeki sıcaklıkla birlikte presin sıcaklığı da zamanla artmakta ve ısınıp genleşen yağla ile pres basıncı yavaş yavaş yükselmektedir. Böylece ısınan tozlar üzerindeki basınç zamanla kademeli olarak artmaktadır. Ayrıca target'ın kalıptan hazır olarak çıkıp sputter sistemine doğrudan entegre edilebilmesi için bakır arkalık plakası yerine yine bakırdan bir kapsül yapılmış ve tozlar bu kapsülün içinde basılmıştır. Tozların bakıra tutunabilmeleri için kapsülün içine serpantinler açılmıştır.



Şekil 3.19 Sıcak presle kalıplanan target.



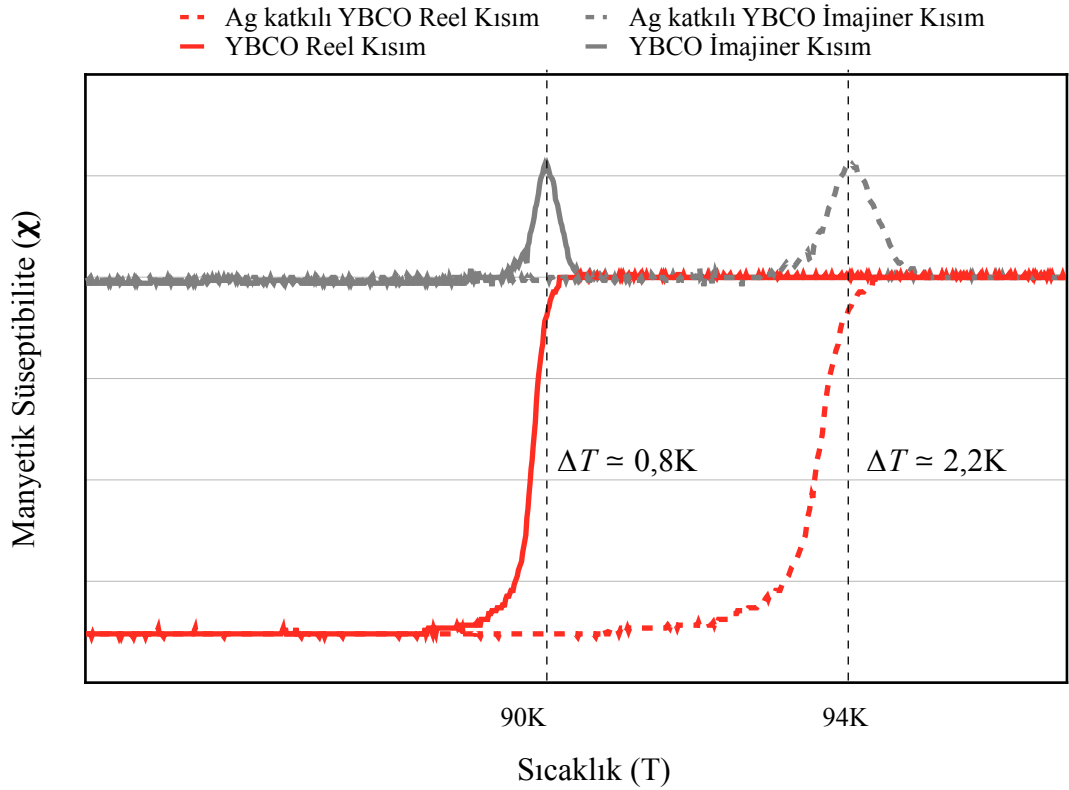
Şekil 3.20 Sıcak Pres işlemi parametreleri.

Bu işlemler sonucunda elde edilen target materyaller beklendiği gibi süperiletken özellik göstermemiş fakat mekanik olarak daha geniş bir akma dayanımına sahip materyaller elde edilmiştir. Böylece kırılğan seramik target'lar yerine, bakır içine gömülü ve darbelere karşı esnek özellik gösteren target'lar geliştirilmiştir.



Şekil 3.21 Bakır kapsüle sıcak presle gömülmüş YBCO target.

Üretilen saf ve Ag katkılı YBCO ince filmler için AC manyetik süseptibilite ölçümleri Şekil 3.22'deki gibidir.



Şekil 3.22 AC Manyetik Süseptibilite ($X - T$) ölçümleri A) YBCO B) Ag katkılı YBCO.

3.2. Mikrobolometrelerin Desenlenmesi

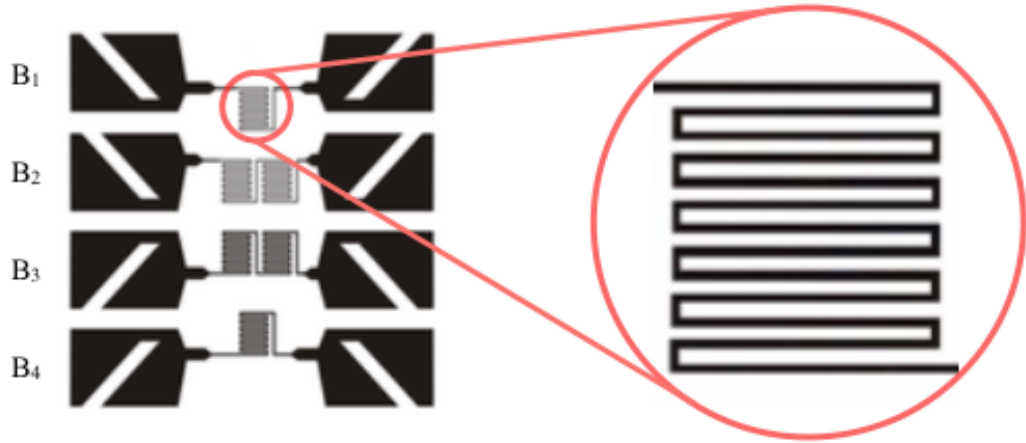
Desenleme işlemi, elde edilen ince filmi uygun elektronik mimari şeklinde işleme aşamasıdır. Öncelikle uygun mimariler ince film üzerine kaplanan başka bir polimer tabakaya ışık yoluyla aktarılır ve daha sonrasında bu desenlenmiş tabaka kullanılarak ince film uygun şekilde aşındırılarak çip elde edilir.

3.2.1 Litografi

Fotolitografi işlemi mikroelettronik endüstrisinin gelişimini belirleyen üretimin en önemli aşamasıdır. Işığa duyarlı bir polimer bir tabaka üzerine krom maskeler ardından gönderilen yüksek enerjili UV ışık sayesinde polimerin ışık gören bölgelerinde kimyasal bir değişim elde edilir. Böylelikle uygun mimari polimer üzerine kimyasal iz olarak aktarılmış olur. Sonrasında belirlenmiş olan kimyasal aşındırma işlemi göre ışığa duyarlı bu polimerler; pozitif ya da negatif desen basabilecek şekilde geliştirilmişlerdir.

Çeşitli dalga boylarında ışık kullanan farklı maske hizalayıcılar ve fotorezistler bulmak mümkündür. Çalışma sırasında standart $1\mu\text{m}$ çözünürlükte *I-line* maske hizalayıcı ve pozitif fotorezist kullanılmıştır.

İnce film formunda büyütülen 300 nm kalınlıktaki YBCO örnekler üzerine $30 - 50\text{ }\mu\text{m}$ kalınlıklarında mikroköprüler desenlenmiştir. Mikroköprü maskeleri Şekil 3.23’de görüldüğü gibidir.



Şekil 3.23 1 cm^2 ’lik altlıklar için mikroköprü desenleri B₁: $30\text{ }\mu\text{m}$, $0,3\text{ mm}^2$, B₂: $30\text{ }\mu\text{m}$, $0,6\text{ mm}^2$, B₃: $50\text{ }\mu\text{m}$, 1 mm^2 B₄: $50\text{ }\mu\text{m}$, $0,5\text{ mm}^2$.

Öncelikle belirtmek gerekir ki desenleme işlemi üretim prosesinin en hassas ve en temiz aşamasıdır. YBCO film üzerine fotorezist kaplamadan önce yüzeyin tamamen temizlendiğinden emin olmak gerekir. Bu nedenle YBCO örnekler aseton ve alkol içinde oda sıcaklığında 30’ar dk ultrasonik banyoda temizlenerek ardından kuru hava ile kurutulmuşlardır.

5000 RPM/dk ’lık devir hızıyla ince filmler üzerine fotorezist kaplanmış ve yüzey pürüzleri mikroskop altında incelenmiştir. Fotorezistin düzgün bir yüzey oluşturacak şekilde kaplandığından emin olduktan sonra örnek 90C° ’de 1 dk ısıtılarak yaklaşık $1\mu\text{m}$ kalınlığındaki polimer tabaka bir miktar sertleştirilmiştir.

Ardından kontak tip pnömatik maske hizalayıcı ile mikroköprü desenleri örnek üzerine yerleştirilmiş ve 50s boyunca örnek maskenin ardından aydınlatılmıştır.

Ardından 105C° ’de 5 dk tekrar ısıtılan örnek, developer içine yerleştirilmiş ve polimer üzerindeki ışık gören bölgelerin developer içinde çözünmeleri beklenmiştir. Bu işlem sırasında desenin temiz bir şekilde elde edilmesi için örnek mikroskop altında kontrol edilmeli ve gerekirse developer aşamaları istenilen form elde edilene dek tekrarlanmalıdır.

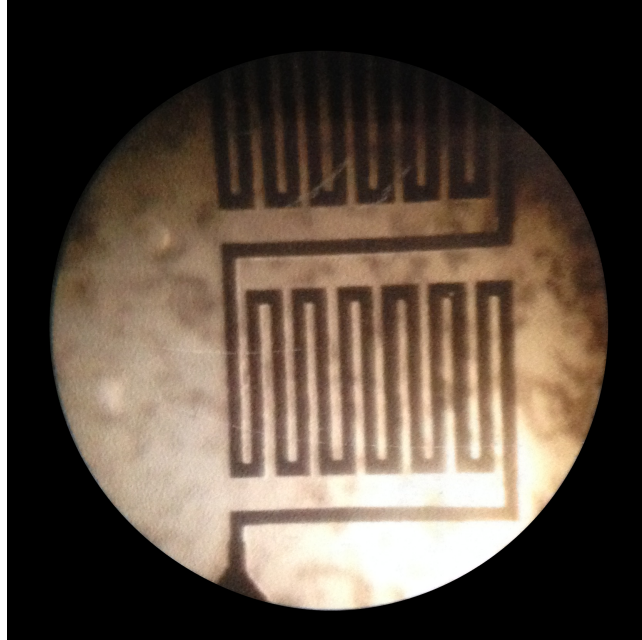
Elde edilen desenler eğer maske desenlerinden genişse UV aydınlatma süresi uzatılmış, eğer desenler kopuk ya da inceyse süre azaltılmıştır. Bu aşamada en kritik olan adım fotorezistin düzgün kaplanması ve aydınlatmanın uygun sürede gerçekleştirilmesidir.

3.2.2. Kimyasal Aşındırma

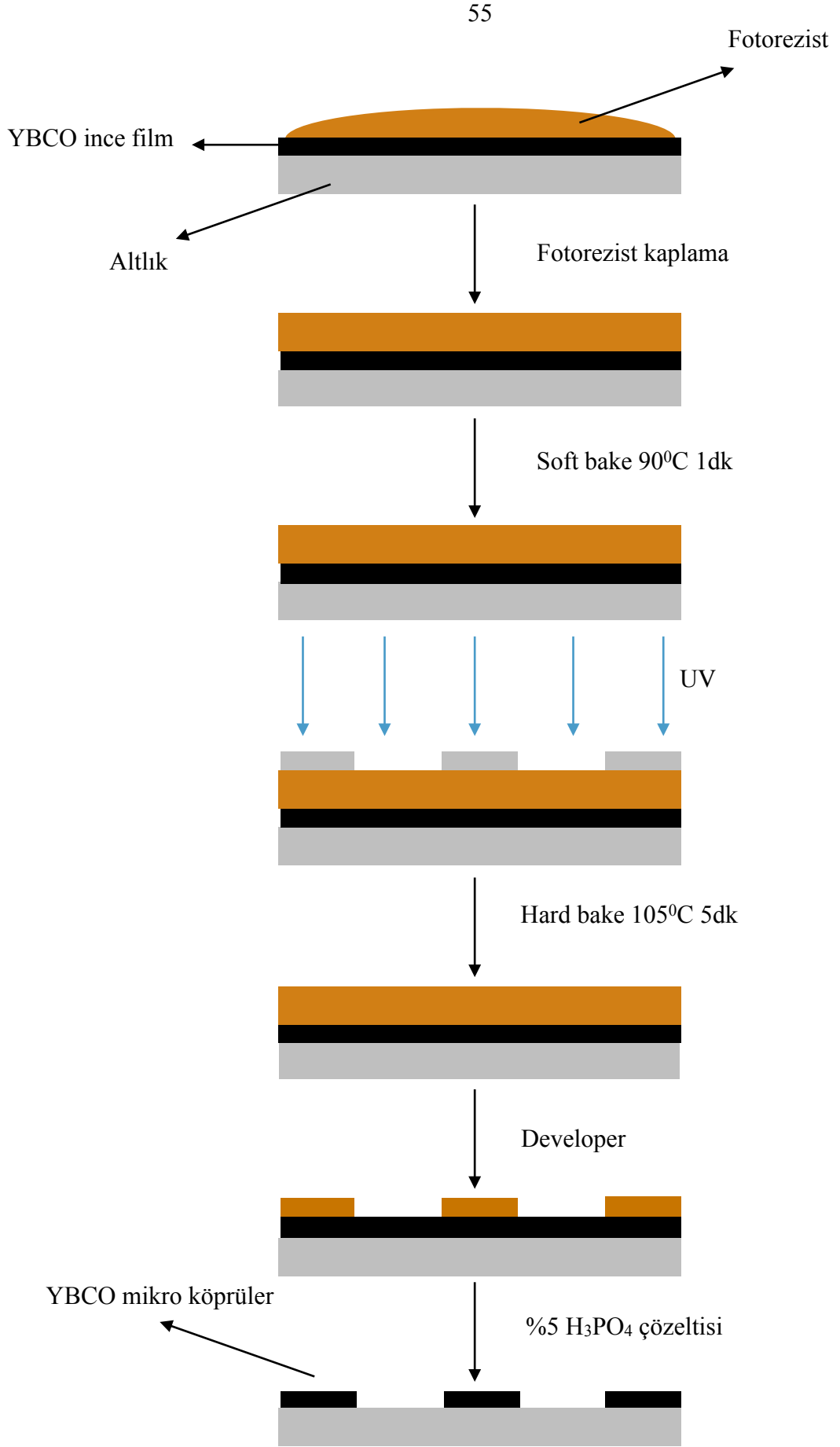
Developer işleminden sonra YBCO ince film üzerinde sertleşmiş polimerden bir erkek kalıp elde edilmiştir. Deiyonize su ile %5'lik derişiklikte hazırlanan H_3PO_4 çözeltisi YBCO için c ekseninde yüksek aşındırma hızına sahipken ($\sim 10\text{nm/s}$) ab düzleminde ise aşındırma hızı standart işlem süreleri için ihmal edilebilecek seviyededir.

Böylelikle fotorezistin developer içinde çözünen bölgelerinden H_3PO_4 YBCO üzerine c ekseninde atak yapmaya başlar ve YBCO üzerinde desen belirginleşmeye başlar. Bu aşamada dikkat edilmesi gereken iki önemli şeyden ilki; litografisi yapılmış filmi uzun süre asit içinde tutmamaktır. Eğer örnek asit içinde uzun süre kalırsa fazla aşınma (over-etch) meydana gelir ve desen ab ekseninde bozulmaya başlar. İkinci önemli nokta ise uygun desen elde edildikten sonra örneği hemen deiyonize suyla durulamaktır. Eğer örnek iyice durulanmazsa örnek üzerinde kalan asit, deseni aşındırmaya devam edecektir.

B_2 bolometresinin mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı Şekil 3.24'teki gibidir.



Şekil 3.24 $30\text{ }\mu\text{m}$ genişliğindeki B_2 mikroköprüsünün mikroskop altında çekilmiş fotoğrafı.



Şekil 3.25 Desenleme aşamaları.

3.3. Kontak Elektrotları

Üretilen mikroköprülerin bolometrik tepkileri incelenmeden önce kontak pedleri altınla kaplanmıştır. Bu standart bir işlem olup kontak pedlerinde altın kullanılmasının temel nedeni altının oksitlenmemesidir. İyi bir omik kontak oluşturup çipi paketlemeden önce kontak noktalarının düzgün yapılmasının ötesinde aynı zamanda korozyona karşı da dayanıklı olması istenmektedir.

Çalışma sırasında altın pedler lift-off yöntemiyle üretilmiş olup, kaplama için 30 mm çapında target kullanan bir magnetron sputtering başlığı geliştirilmiştir. Bu sistemle litografisi yapılan çipler önce altınla kaplanmış ardından fotorezist kaldırılarak altın elektrotlar elde edilmiştir.

3.3.1. Metal Elektrot İçin Magnetron Sputter Sistemi Geliştirilmesi

Üretim kısmının ilk bölümünde magnetron sputter sistemi için detaylar ve optimizasyon koşulları verilmiştir. Çalışma sırasında geliştirilen sistem 30 mm çapında ve 2,5 mm yüksekliğinde metal target kullanmaktadır.

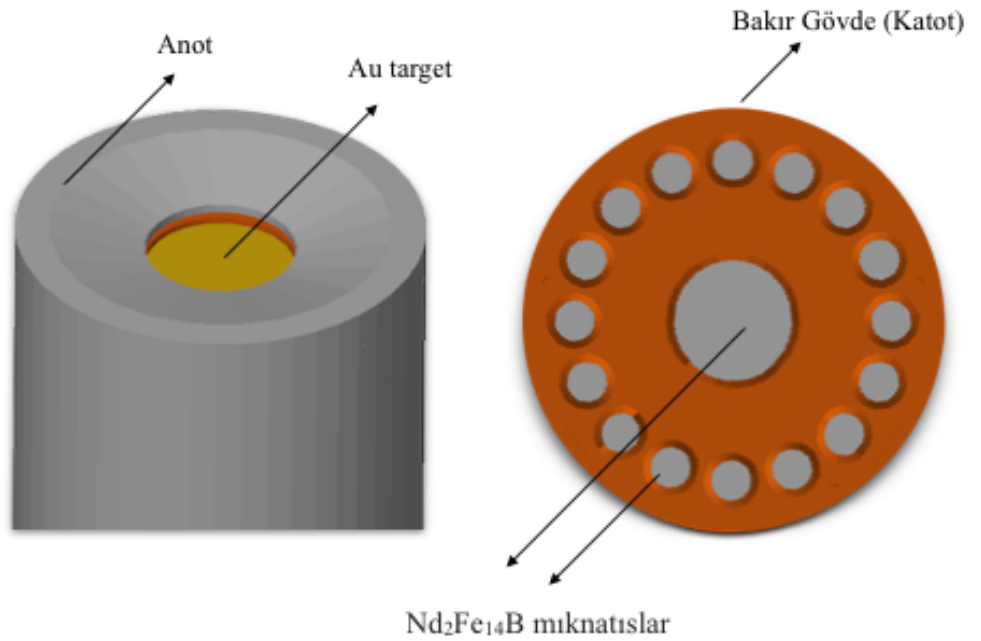


Şekil 3.26 Bell Jar tip magnetron sputter sistemi.

Önceki bölümlerde anlatıldığı üzere magnetron başlığı ne kadar geniş bir yüzeye sahipse o denli homojen bir film elde etmek kolaylaşır. Buna karşın aşındırma yolunun tüm target yüzeyine yayılması için denge dışı Tip II magnetron konfigürasyonu ve görece zayıf manyetik alan kullanılmaktadır.

Fakat söz konusu elektrot kaplama işlemi olduğundan çalışma sırasında tercih edilen yöntem denge dışı tip I konfigürasyon ve kuvvetli manyetik alandır. Böylece kaplama hızı artırılmıştır.

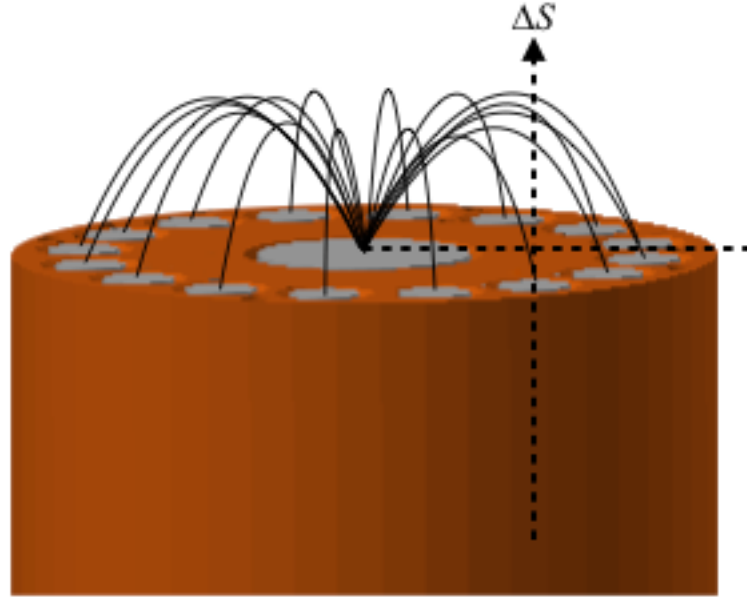
Merkezdeki manyetik alanın kenarlardakine oranla yüksek olması; target yüzeyine gelen Ar^+ iyonlarının momentum transferini büyük oranda dikey doğrultuda yapmasını sağlar. Bu da enerji transferini maksimuma yaklaştırır ($\cos\theta = 1$). Ayrıca magnetronun toplam manyetik alanı yüksek olduğundan aşındırma yolu içindeki plazma yoğunluğu yüksektir. Böylece yüzeyin çok sayıda iyon tarafından vurulması sağlanmıştır. Magnetron dizaynı Şekil 3.27’de gösterilmektedir.



Şekil 3.27 Magnetron tasarımı.

3 boyutlu tasarımda görüldüğü gibi merkezde üst yüzeyi güney kutbunda olan bir mıknatısla, kenarlarda ona manyetik olarak ters şekilde konumlanmış üstü yüzeyi kuzey olan mıknatıs dizisi bulunmaktadır. Bakır gövde üzerine önce target yerleştirilmekte ve üstüne gelen bakır bir flanş ile target gövdeye vidalanarak sıkıca bastırılmaktadır. Böylece target, bakır gövde üzerinden soğutulmuş olur. Target başlığa bağlandıktan sonra mıknatısların üst yüzeylerindeki merkezlerini

birleştiren eksenin orta noktasında target yüzeyindeki dikey manyetik alan 20mT olarak ölçülmüştür.



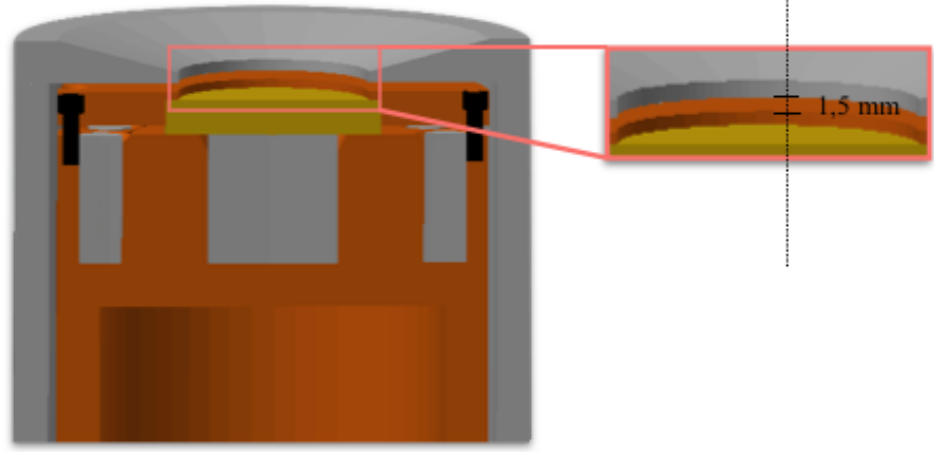
Şekil 3.28 Magnetron yüzeyindeki manyetik alan.

Magnetron için yükleme bağıntısında daha önce değinildiği gibi akım ve voltaj arasında bir n üstel katsayısı bulunmaktadır. Burada yüksek plazma yoğunluğu ve buna bağlı yüksek plazma akımı meydana geleceğinden voltaj - akım dengesinde voltaj görece düşük kalabilir. Aynı bağıntıda k katsayısının yükleme eğrisinin voltaj eksenini yatay olarak kaydırduğında da bahsetmiştik. Böylece yüksek akım karşısında sputter voltajının yüksek kalması ve iyonlara momentum kazandıran elektrik alan etkisinin azalmaması için elektrotlar arasındaki mesafe 1 mm - 2 mm aralığında araştırılmış ve elektrotlar arası 1,5 mm olarak belirlenmiştir. Böylece sistem için breakdown voltajı 220 - 250 V arasına optimize edilmiştir.

Bölümün başında hızlı elektrot kaplamak için denge dışı tip I magnetron dizaynının tercih edildiğinden bahsetmiştik. Bu durumda iyonlar çoğunlukla target yüzeyine momentumlarını dikey doğrultuda aktaracaktır. Fakat bununla birlikte merkezden dikey uzanan eksen etrafındaki elektron yoğunluğu da çok yükselir. Yani geri püskürtme etkisi bu konfigürasyonda belirgin biçimde ortaya çıkmaktadır.

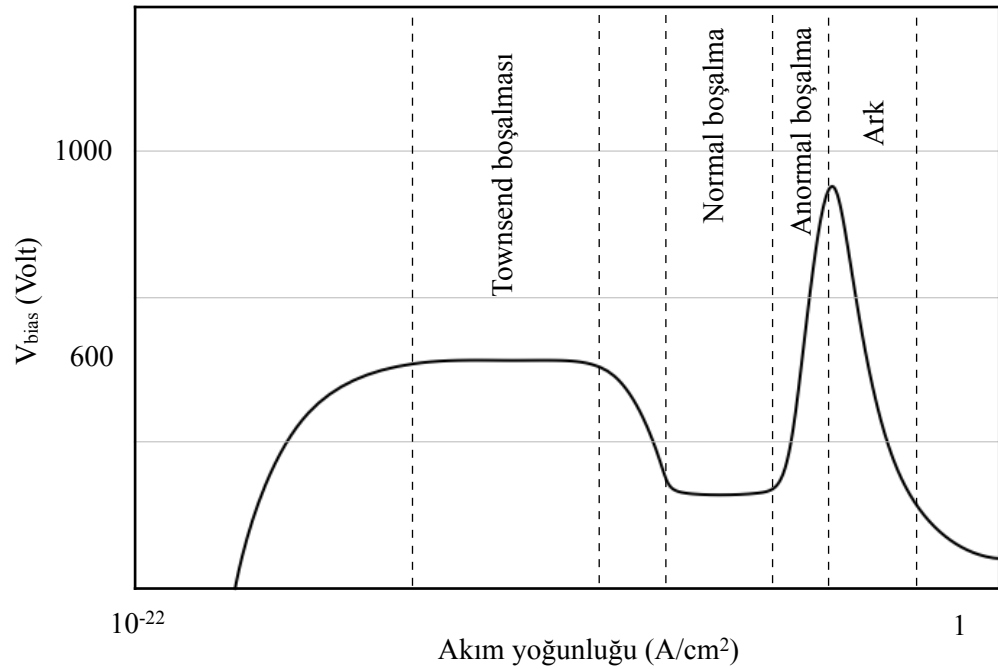
Altlık ve target arası mesafe artırıldığında, magnetrondan kaçan elektronlar için uçuş süresi (dwell time) de artmış olur. Vakum sistemin tamamı pozitif topraklandığından uçuş süresi ne kadar artarsa, elektronların sistem üzerindeki herhangi bir noktada topraklanma olasılığı da o kadar artmış olur. Böylece altlık üzerindeki geri püskürtme etkisi azalır. Target altlık arası uzaklık

30 mm olduğunda kaplama yapılan alanın merkezinde ortalama 1,5 cm çapındaki bir daire yüzeyinde neredeyse hiç metal birikmemektedir. Bu nedenle mesafe 60 mm'ye çıkarılmış ve elektrotlar arası mesafe artırılarak hem artan breakdown voltajı sayesinde iyonlar üzerindeki elektrik alan artırılmış hem de iyonların elektrik alana maruz kalma süreleri uzatılmıştır.

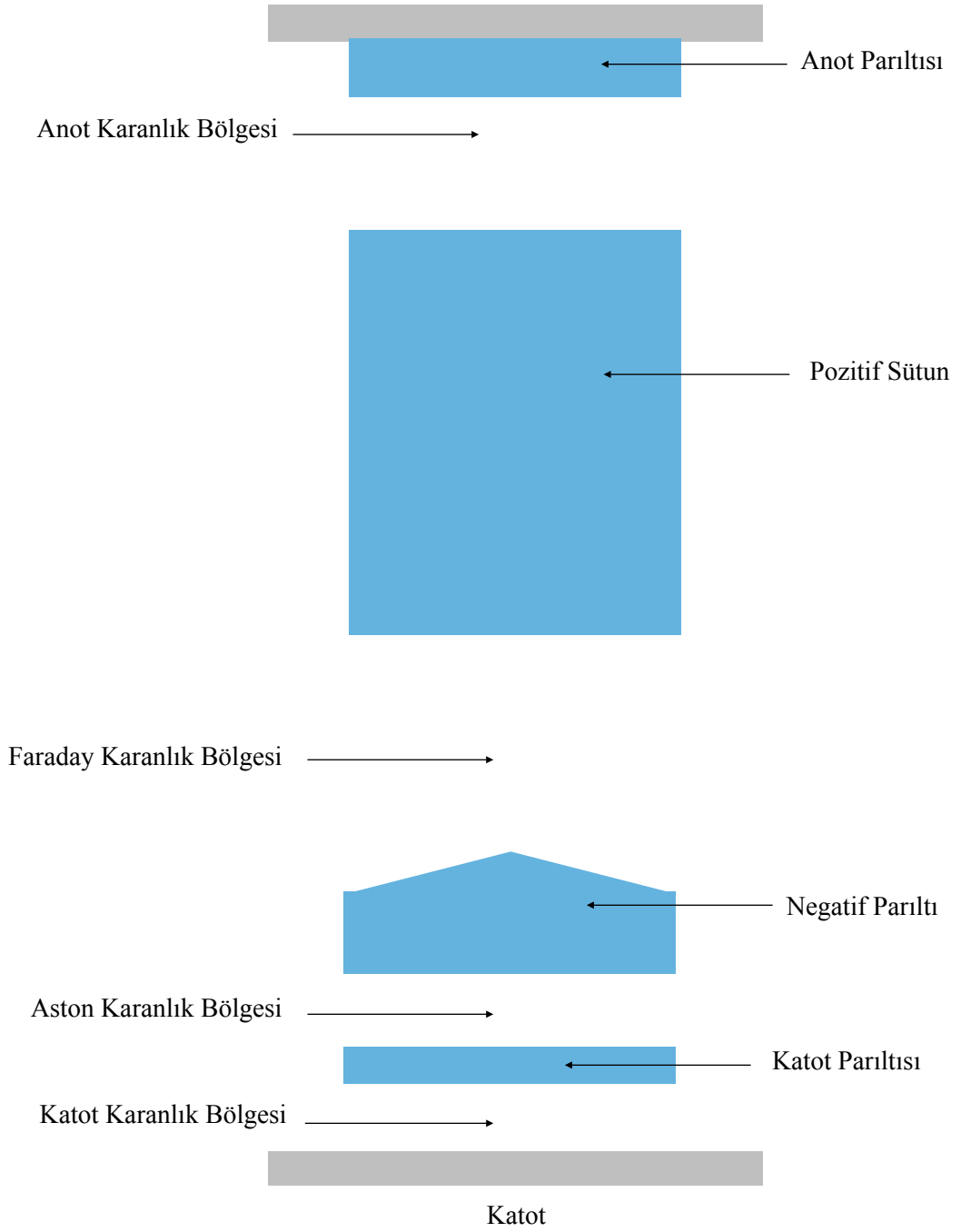


Şekil 3.29 Target yerleştirilmiş başlık için kesit görüntüsü.

Parıldama bölgesi için; Akım Yoğunluğu - Voltaj eğrisi ve iyon yoğunlukları Şekil 3.30 ve Şekil 3.31'de verilmektedir.



Şekil 3.30 DC parıldama bölgesi için (DC Glow Discharge) Akım yoğunluğu - Voltaj eğrisi (Vossen ve Cuomo, 1978).



Şekil 3.31 DC parıldama bölgesindeki karanlık ve aydınlık bantlar (Mahan, 2000).

Katot ve anot arasında görüldüğü üzere birbirinin ardılı bir dizi aydınlık ve karanlık bölge bulunmaktadır. Katot yüzeyinden başlayacak olursak ilk karşılaştığımız bölge Aston Karanlık Bölge'sidir. Bu bölgede target yüzeyinden kopan ikincil elektronlar henüz elektrik alan etkisi altında enerji kazanacak süreye sahip olmadıklarından enerjileri düşüktür. Buna karşın iyonlar ise uçuş sürelerinin sonuna yaklaşmış olduklarından enerjileri oldukça yüksektir. Bu nedenle ikincil elektronlar bu bölgede herhangi bir gaz atomunu iyonlaştıracak ya da uyaracak enerjiye sahip değildirler. Üstelik katota doğru hızlanmış iyonlar target yüzeyine vurmadan hemen önce katot üzerinden bir elektron tünelleyerek

iyonu nötralize eder. Bu nedenle katot yüzeyinin hemen üstü nötr atomlarla ve düşük enerjili elektronlarla dolu olduğundan bu bölge karanlıktır.

Elektronlar elektrik alan altında bir süre yeterli enerjiyi kazandıklarında, Aston Karanlık Bölgesi'nin hemen üzerinde; pozitif iyonların uçuş süreleri içinde nötralizasyonla kaybettikleri enerjilerini onlara geri kazandırarak bir parıldama yaratırlar (Brown, 1966).

Bir sonraki bölgede plazma; parıldama bölgesinden çok daha kalın bir Katot Karanlık Bölgesi oluşturur. Katot Karanlık Bölgesi plazma mekanizması için kritik olan bir bölgedir. Bu bölgenin üst sınırı (Katot yüzeyi - Katot Karanlık bölgesi üst sınır arası) sistemdeki elektronların ortalama uçuş uzunluğudur (dwell range) (Maissel and Glang, 1970). Katottan hızlanarak gelen yüksek hızlı elektronlar ve nötr gaz atomlarının iyonlaşma çarpışmalarından kopan düşük enerjili elektronlar bu bölgede birlikte bulunurlar.

Negatif parıltı bölgesinde, saçılma açıları ve aldıkları yol nedeniyle artık yeterli kesit alanına yayılmış ikincil elektronlar geniş bir bantta nötr atomları iyonlaştırarak elektron sayısı bakımından yoğun bir bölge oluştururlar elektron emisyonu bu bölgede gözle görünür olmaya başlar. Bandın deforme olmasının nedeni elektron saçılımındaki konik geometriden kaynaklanır. Üst sınırı oluşturan bölge boyunca elektronların aldıkları yol birbirlerine eşittir. Bu yoğunluk nedeniyle elektronlar anota doğru ilerlerken enerjilerinin bir kısmını bu bölgede kaybederek hemen bir üst bantta Faraday Karanlık Bölgesi'ni oluştururlar. Bu bölgede elektronlar herhangi bir gaz atomunu iyonlaştıracak ya da anlamlı bir kinetik enerji kazandıracak enerjiye sahip değildirler.

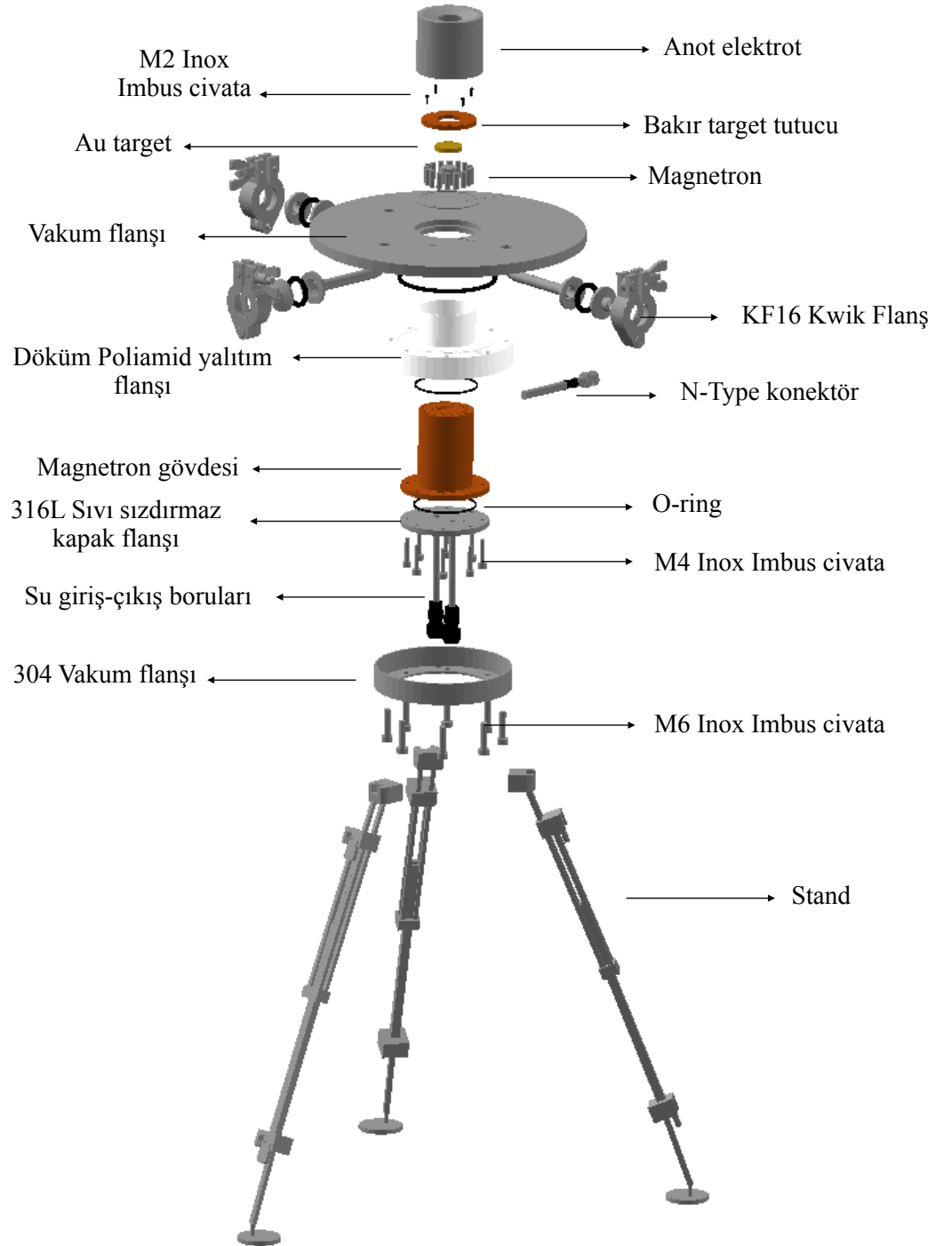
Bu bölgenin üstünde, parıltılı bölgenin çoğunluğunu oluşturan geniş bantta ise elektron anota düşmek üzereyken yine nötr gaz atomlarını iyonlaştıracak enerjiyi kazanmışlardır ve ortamdaki gazı iyonlaştırırlar. Burası plazma iyonlarının olduğu asıl bölgedir. Bu geniş bant içinde bazı elektronlar hiçbir gaz atomuyla çarpışmadan anot yüzeyine kadar ilerleyebilirler. Anot yüzeyi etrafında çarpışan nötr gazla çarpışan bu elektronlar, çarpışma sonucu oluşan ikincil elektronlarla birlikte anot yüzeyine yapışık dar bir parıltı bölge daha oluştururlar.

Bu bölge anot etrafında iyice genişlemiş bir alana yayılan ikincil elektronlarla çarpışan iyonlar nedeniyle, bu bölgenin hemen altında ve yine dar bir aralıkta Anot Karanlık Bölgesi'ni oluşturur.

Anot Karanlık Bölgesi'nin hemen altında geniş bir aralıkta Pozitif Sütun oluşmasının temel nedeni budur. Sisteme gönderilen gazın bir kısmı, anot yüzeyinde iyonlaşarak kısa bir süreliğine hızlanır ve ikincil elektronlarla çarpıştıktan sonra hızlanmış şekilde Pozitif Sütun bölgesine girer. Böylece bu bölgede, standart gaz akışına ek olarak iyonlaştıktan sonra hızlanıp nötralize olan

gaz atomları da bir akış oluşturmaktadır. Yani bu bölgedeki plazma üretimi için anottan devamlı bir gaz akışı söz konusudur.

Üretilen Magnetron Sputter sistemi için parçalara ayrılmış tasarım Şekil 3.31’de görülmektedir.



Şekil 3.32 Magnetron Sputter Sistemi (Parçalara ayrılmış tasarım).

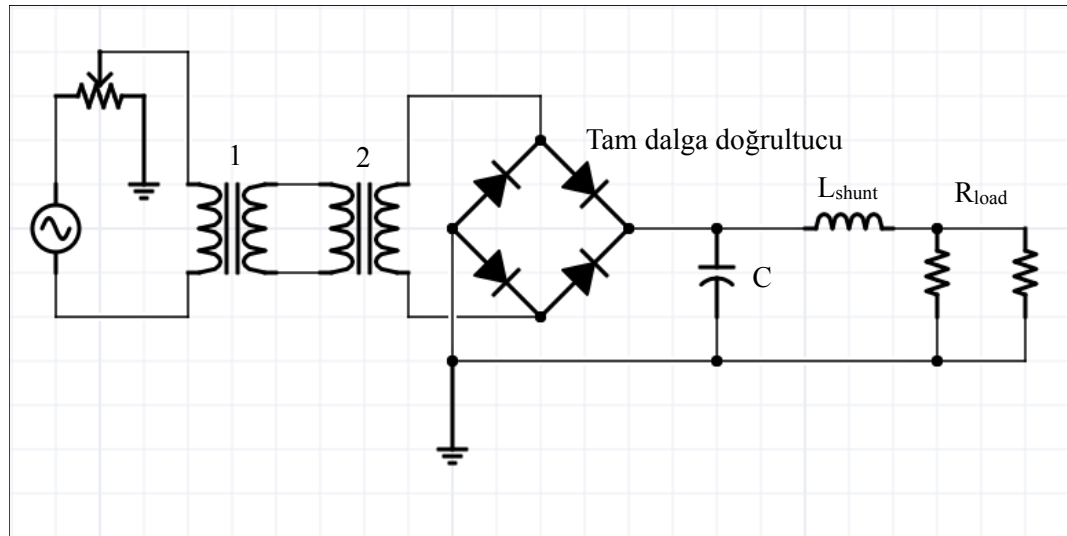
Sistem pozitif toprak olacak şekilde tasarlanmıştır. Katot vakum odasından döküm poliamid (kestamid) bir flanş ile ayrılarak elektriksel olarak yalıtılmıştır. Burada proses sırasında çok ısınma gerçekleşmediğinden teflon yerine kestamid tercih edilmiştir. Çünkü kestamid 120 C'ye kadar sıcaklığa dayanabiliyor olmanın yanında mekanik özellikleri açısından mühendislik tasarımlarında öncelikli olarak tercih edilmektedir.

Bakır katot gövdesinin alt yüzeyi içeri doğru oyularak soğutma için bir su oluğu oluşturulmuş ve bu bölüm 304 krom bir kapakla o-ring yardımıyla sıkıştırılmıştır.

Sistemde kullanılan KF16 Kwik flanşlardan biri vakum ölçer için, biri sistemi vakumlamak için, diğeri ise sisteme gaz göndermek için kullanılmıştır. Vakum flanşının orta kısmına 5 mm derinliğinde bir fatura açılmış ve krom rondelalar yardımıyla anot yüksekliği ayarlanmıştır. İyi bir omik kontak için anot, vakum flanşına sıkı şekilde oturmaktadır.

Sistem denemeleri sırasında bir dizi ark problemleri yaşanmış ve bunların optimum koşullarda yüzey pürüzleri ve metal tozlarından kaynaklandığı görülmüştür. Bu nedenle parçaların üretimi sırasında çoğunlukla bilgisayar destekli geleneksel torna tezgahları tercih edilmiş ve parça yüzeyleri büyük tarama katerleriyle parlatılmıştır. Ayrıca uygun tasarım tamamlandıktan sonra parçalar derişik asit çözeltileri içinde temizlenerek, sistemin montajı temiz oda şartlarında gerçekleştirilmiştir.

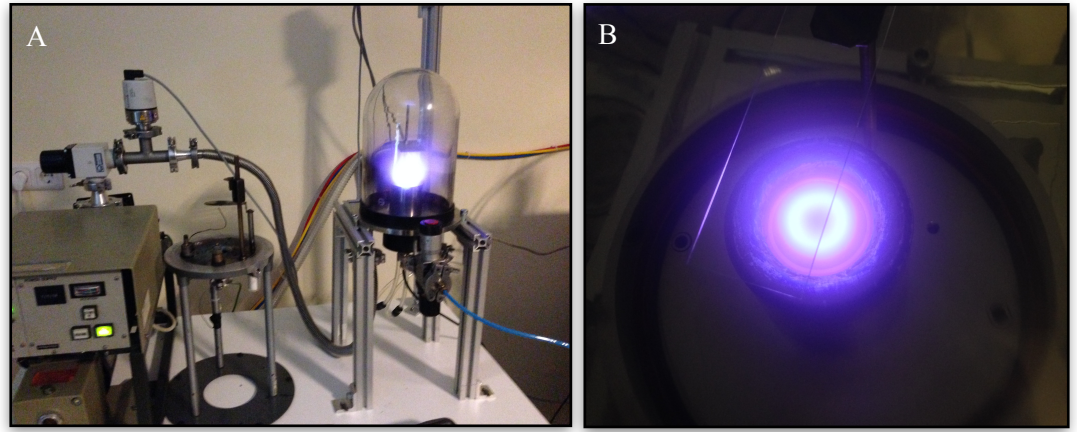
Sistem tamamen çalışmaya hazır olduktan sonra düşük akım (0 - 1A), yüksek voltaj (0 - 1000V) bir güç kaynağı tasarlanmıştır. Şekil 3.32 güç kaynağının şemasını göstermektedir.



Şekil 3.33 DC güç kaynağı devre şeması.

Bir metal kasa içine kurulan sistemde şehir şebekesi bir izolasyon trafosu üzerine girerek sistemin fazı 1000W'lık 1 numaralı trafo üzerinden dağıtılır. 2 numaraya gelen 220V ve 5A'lık AC sinyal burada 1000V ve 1A değerine dönüştürülerek trafonun çıkışı bir köprü üzerinde doğrultulur. Düşük frekans ve yüksek voltaj sebebiyle doğrultulmuş sinyaldeki dalgalanmalar (ripples) büyüktür. Bu nedenle köprü çıkışındaki sinyal 700V DC limitli 500mF kapasiteli kapasitörlerle düzeltilir.

Akımdaki dalgalanmalar için sistemin yük direncinin önüne 400mH büyüklüğünde bir bobin yerleştirilerek akım şoklanmıştır. Çıkış akımının ayarlanabilmesi için çıkış direncine paralel olacak şekilde ikinci bir reosta yerleştirilmiş ve güç kaynağının çıkışındaki sinyal dalgalanmaları $\Delta V_{out} \leq 1V$, $\Delta I_{out} \leq 10\mu A$ olarak elde edilmiştir. Çıkışa yerleştirilen monitörlerle sputter için giriş gücü akım ve voltaj olarak takip edilmiştir.

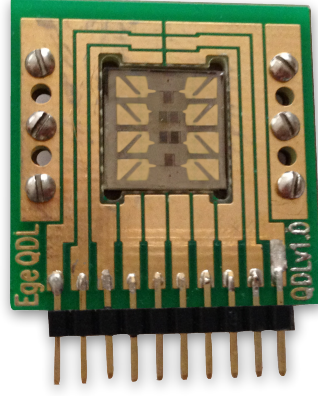


Şekil 3.34 A) Magnetron sputter sistemi, B) Ti püskürtme işlemi öncesi presputter.

3.4. Paketleme

Desenlenen ve kontak kaplamaları yapılan çipler; kriyostata entegre edileceğinden bakır bir arkalığa yapışık olacak şekilde PCB üzerine monte edilmiştir. 2mm kalınlığında 2,51cm'lik kare bakırın tam ortasındaki 1cm²'lik alan 2mm yukarıda olacak şekilde bir tasarlanmış ve halka şeklindeki PCB bu bakır çıkıntıya oturacak şekilde yerleştirilmiştir. Böylece PCB'nin ortasında çiplerin yapıştırılabileceği bakır bir alan bulunmaktadır. Çip, gümüş pastayla bakıra yapıştırıldıktan sonra PCB ve çip aynı seviyeye gelmektedir.

Çip pakete yerleştirildikten sonra PCB ve çip arasındaki bağlantılar 25µm çapında Au tellerle ultrasonik yöntem kullanılarak bağlanmıştır. Paketlenen çipler kriyostatin soğuk probuna bağlanacağından bütüncül bir tasarım yapılmıştır. Bu nedenle çip paketinin detaylarına ölçüm bölümünde değinilecektir. Paketlenmiş YBCO mikrobolometreler Şekil 3.34'te gösterildiği gibidir.



Şekil 3.35 Paketlenmiş YBCO Mikrobolometreler.

4. PERFORMANS ANALİZİ VE SONUÇLAR

4.1 AC Manyetik Süseptibilite Ölçümü

AC Manyetik Süseptibilite (alınanlık) ölçümleri; biri diğerini indükleyen iki bobin arasına yerleştirilen örneğin manyetik tepkilerinin ölçüldüğü bir yöntemdir. Ölçüm sistemi için örnek üzerine elektriksel kontak gerekmediğinden pratik bir yöntemdir. Ayrıca AC manyetik süseptibilite ölçümleri elektriksel ölçümlerin aksine materyalin tamamı ile ilgili bilgi vermektedir.

Ac manyetik ölçüm sistemi birbirinin eşi olan iki bobin arasına örneğin yerleştirilmesi şeklinde gerçekleştirilir. AC bir akımla sürülen birinci bobin, hemen karşısında konumlanmış 2. bobini manyetik olarak indükleyerek benzer bir AC akımın bu bobin içinde akmasına neden olur. Bu iki bobin arasındaki voltaj sinyalinin fazı ve genliği arasındaki değişim, bobinler arasındaki materyalin manyetik davranışı ile ilgili bilgiyi taşımaktadır.

Benzer bir ölçüm DC bir manyetik alan altında da gerçekleştirilebilir. Fakat manyetik alan sabit ise indüklenme için bu sefer bobinler arasındaki materyalin hareket etmesi ve bobinler arasındaki manyetik alanı değiştirmesi gerekir.

AC manyetik süseptibilite ölçümlerini anlamak için öncelikle düşük frekanslardan başlayalım. Yukarıda verilen örnek için DC ölçümlerde örneğin mekanik olarak bobinler arasında hareket ettiğinden bahsetmiştik. Düşük frekanslı AC ölçümlerde bu yöntem DC ölçümlere benzemektedir.

Bu durumda örneğin manyetik momenti DC ölçümlerdeki $M(H)$ eğrisi şeklinde olacaktır. AC alan düşük frekanslı olduğu sürece indüklenen AC moment;

$$M_{AC} = \frac{dM}{dH} \cdot H_{AC} \sin(\omega t) \quad (4.1)$$

şeklinde olacaktır. Burada H_{AC} akımla sürülen birinci bobin için manyetik alan şiddetinin genliği, ω ; AC alanın açısal frekansı, ve $\chi = dM / dH$ ise süseptibilite olarak anılan $M(H)$ eğrisinin eğimidir.

Eğer uygulanan DC manyetik alan değişirse, $M(H)$ eğrisinin farklı bölgeleri farklı süseptibilite değerleri verecektir. AC manyetik süseptibilite ölçümlerinde ise sistem $M(H)$ 'deki, küçük değişimlere karşı duyarlıdır. Manyetik momentin büyük olduğu durumlarda bile $M(H)$ eğrisinin eğimindeki bu küçük değişimler bu yöntemle algılanabilir.

Bununla birlikte frekans yükseldikçe örnekteki dinamik etkilere bağlı olarak AC moment DC manyetizasyon eğrisinden uzaklaşır. Bu nedenle AC manyetik süseptibilite aynı zamanda dinamik süseptibilite olarak da adlandırılır. Yüksek frekanslı durumlarda örneğin manyetizasyonu uygulanan dış manyetik alana karşı gecikmeye başlar (faz farkı artar). Bu nedenle AC manyetik süseptibilite ölçümlerinde manyetik süseptibilitenin genliği χ ve faz kayması φ incelenir.

Süseptibilitenin reel kısmı χ' ve sanal kısmı χ'' arasındaki ilişki,

$$\chi' = \chi \cos \varphi \quad (4.2)$$

$$\chi'' = \chi \sin \varphi \quad (4.3)$$

şeklindedir. Bu iki bileşeni kullanarak sinyalin genliği ve fazı,

$$\chi = \sqrt{(\chi')^2 + (\chi'')^2} \quad (4.4)$$

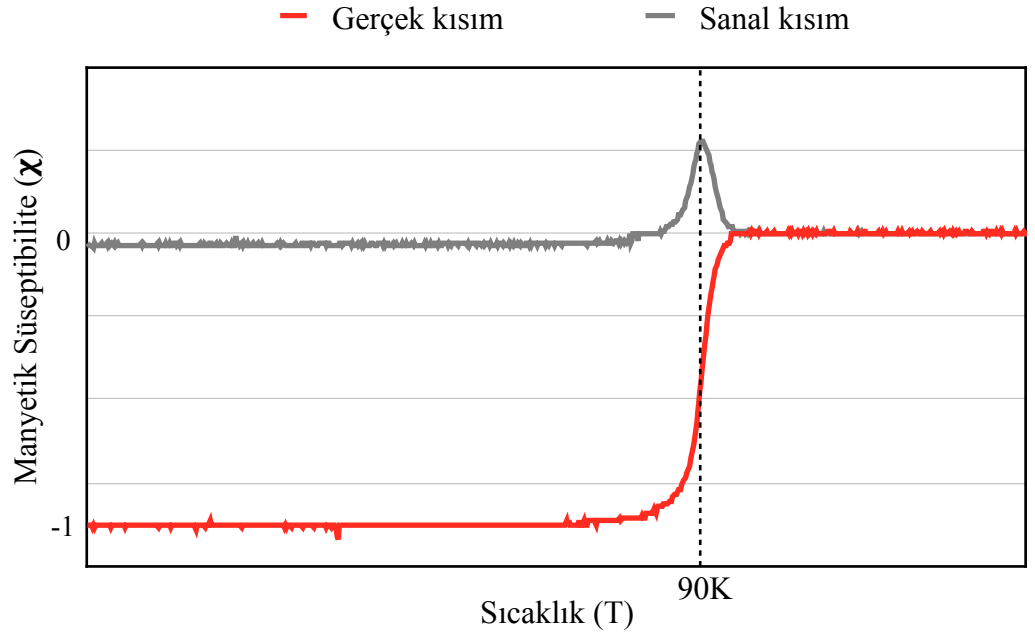
$$\varphi = \arctan\left(\frac{\chi''}{\chi'}\right) \quad (4.5)$$

şeklinde tarif edilebilir.

AC ölçümün DC ölçüme benzediği düşük frekanslar için süseptibilitenin reel kısmı χ' daha önce belirtildiği üzere $M(H)$ eğrisinin eğimini verir. Sanal kısım χ'' ise momentin örnek içindeki manyetik dağılımını gösterir. İletken örneklerde dağılım Eddy akımlarıyla ilişkilidir. Düzensiz manyetik spin dağılımı gösteren materyaller de ise durulma (relaksasyon) ve tersinirlik χ'' 'nin sıfırdan farklı olmasına neden olur.

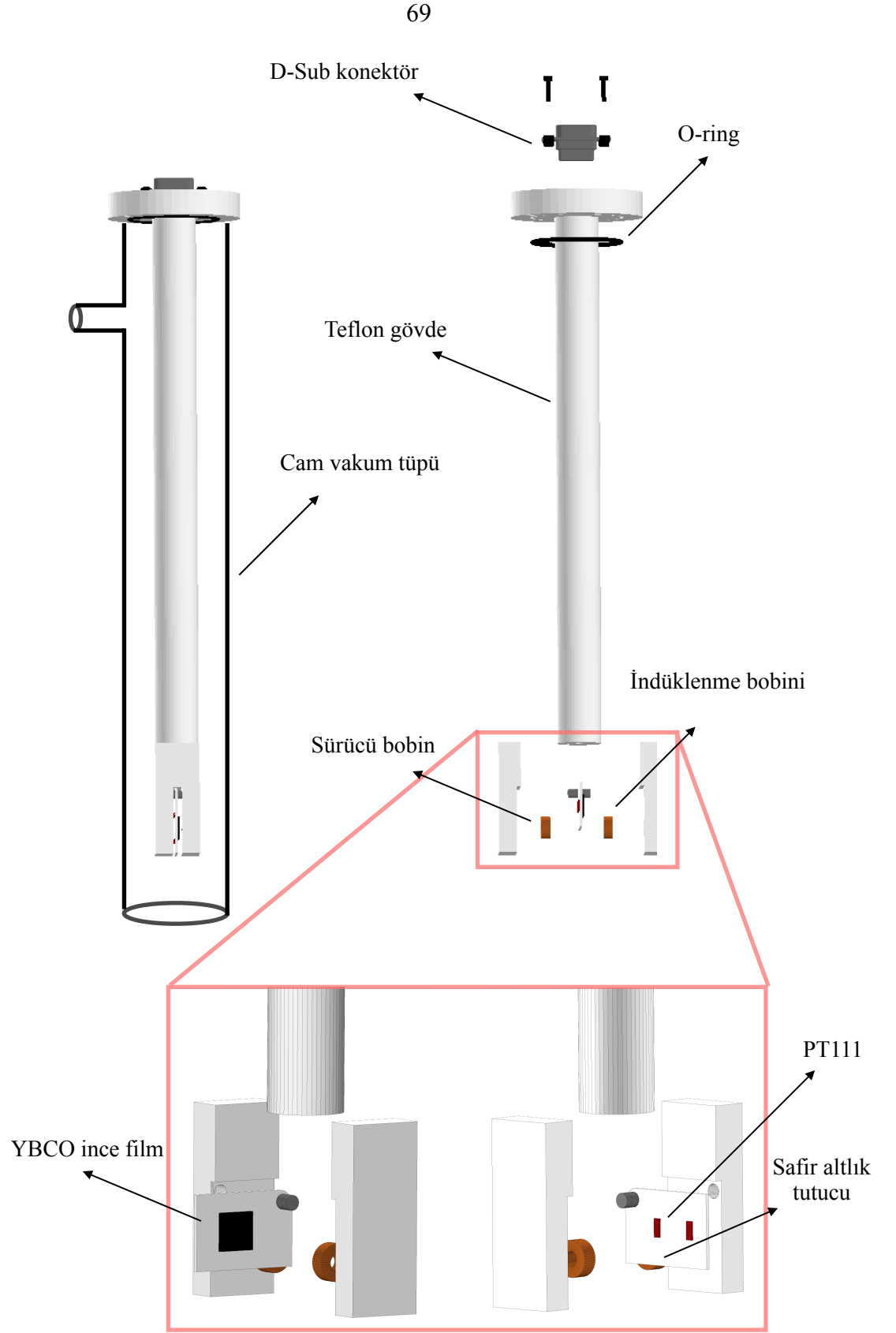
Ferromanyetik malzemelerde ise sıfırdan farklı χ'' ; sabit momente göre materyal içindeki tersinir bölgelerin hareket ve absorpsiyonu gösterir. Ayrıca hem χ' hem de χ'' termodinamik faz geçişlerine karşı oldukça hassastır ve faz geçiş sıcaklıklarının belirlenmesi için kullanılır.

Genel olarak AC süseptibilite ölçümleri $\chi - T$, $\chi - \omega$, $\chi - V_{AC}$ şeklinde gerçekleştirilir. Çalışma süresince AC süseptibilite ölçümleri, elde edilen YBCO ince filmler için süperiletken faz geçiş sıcaklığının belirlenmesinde kullanılmıştır. Ölçümlerde $V_{AC} = 1V$ ve $f = 1kHz$ değerleri kullanılmıştır.



Şekil 4.1 YBCO ince film için $\chi - T$ ölçümü.

AC süseptibilite süperiletkenlikte kritik sıcaklığın (T_c) belirlenmesi için kullanılan standart bir yöntemdir. Şekil 4.1'de görüldüğü üzere örnek kritik sıcaklığın üstüneyken süperiletken değişken manyetik alana karşı bir tepki göstermemektedir ve süseptibilite 0 değerindedir. Fakat sıcaklık yeteri kadar düştüğünde ve örnek tamamen süperiletken hale geçtiğinde materyal mükemmel diamanyetizma özelliği gösterir ve $\chi' = -1$ olur.



Şekil 4.2 AC Manyetik Süseptibilite ölçüm sistemi.

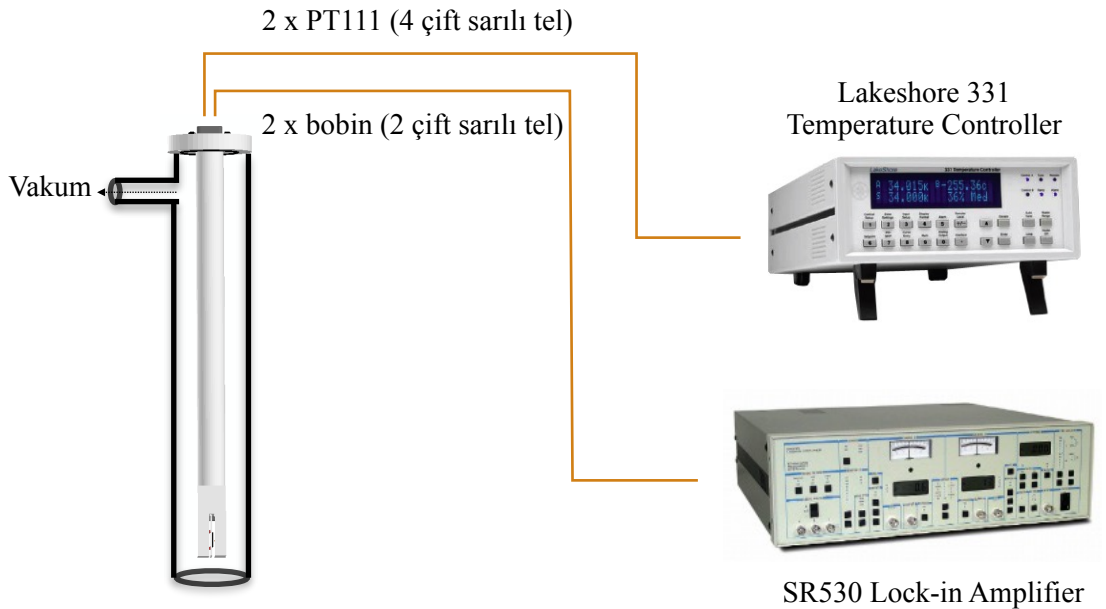
Şekil 4.2’de görüldüğü üzere teflon gövde cam vakum tüpünün içine girecek şekilde tasarlanmıştır. Teflon gövdenin ucunda bobinlerin yerleştirildiği

iki sabit tutucu ve aralarında tek eksenli sonlu bir mafsalla bağlı safir altlık tutucu bulunmaktadır. Safir (Al_2O_3) elektriksel olarak yalıtkan olmakla beraber sıcaklığı oldukça iyi ileten bir kristaldir. Örnek soğutulurken her bölgesinin aynı sıcaklıkta olması için bu materyal tercih edilmiştir. Örneğin yapıştırıldığı bölgenin alt ve üst sınırlarına birer PT111 sıcaklık sensörü yerleştirilmiş ve sıcaklık; bu iki sensörün ortalama değerine göre kaydedilmektedir. Ayrıca safir altlık üzerinde oluşacak olan herhangi bir sıcaklık gradyanı bu şekilde test edilebilmektedir.

Sensörlere ve bobinlere bağlı bakır teller birbirlerine dolanarak çiftler halinde kullanılmaktadır. Böylece aynı akımı farklı yönlerde taşıyan birbirine sarılmış tellerde istenmeyen bir manyetik alan üretilmemiş olur.

Normal şartlar altında PT111 manyetik alan kullanan düzeneklerde doğru sonuç vermediğinden genelde Cernox sensörler tercih edilmektedir. Fakat oluşan manyetik alanlar çok zayıf olduğundan PT111 ile böyle bir düzenek kurmak mümkündür.

Teflon gövde pyrex cam tüp içine yerleştirildikten sonra bir sıvı azot devarına konularak cam tüp vakuma alınır. Böylece örneğin yavaş yavaş soğuması sağlanır. Sürücü bobin AC akımla sürülürken indüklenme bobini üzerindeki voltajın genliği ve fazı Lock-in Amplifier ile takip edilmektedir. Ölçüme ait blog diyagram Şekil 4.3'te gösterilmiştir.

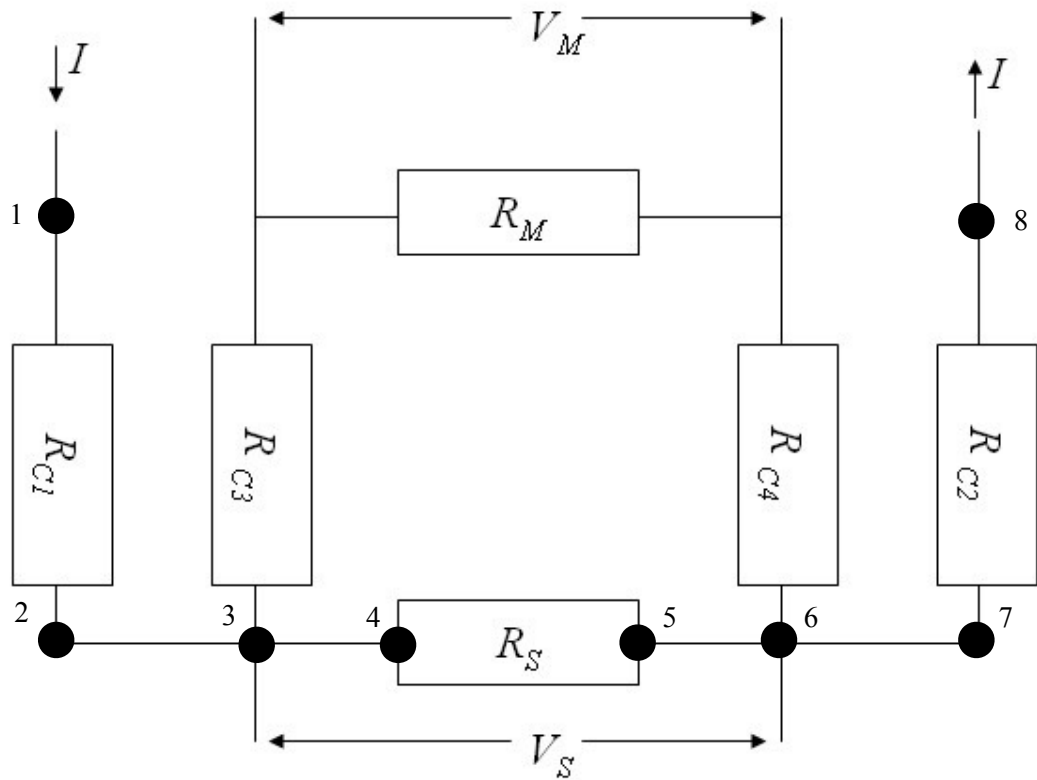


Şekil 4.3 AC Manyetik Süseptibilite ölçümü için blog diyagram.

4.2 4 Nokta (Kelvin) Ölçüm Yöntemi

4 nokta ölçüm yönteminin temel avantajı bir ağıta ait elektronik parametrelerin okunurken, istenen değerlerin kontak ve tel dirençlerinden bağımsız hale gelmesidir. Genellikle direnç ölçümlerinde kullanılan bu yöntem aslında geleneksel Watson köprüsünün çift katlı konfigürasyonudur. Bu nedenle literatürde “Double Watson” ya da “Thompson” köprüsü olarak da geçer.

Buradaki temel prensip iç içe iki devre ilmeği kurup, örneği dışarıdan akımla beslerken içerdeki iki uçtan voltaj okumaktır.



Şekil 4.4 Kelvin ölçümü blog diyagramı.

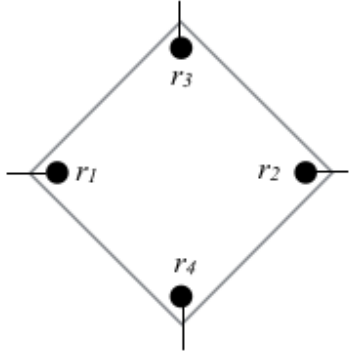
Akım 1 nolu terminalden devreye girerken tüm terminalleri sırayla dolaşır ve 8 terminalinden çıkarak devreyi tamamlar. C indisli dirençler kablo dirençleri olup, ayrıca -konfigürasyona göre- kontak alınan noktalarda fazladan kontak direnci bulunmaktadır. Bazı durumlarda kontak dirençleri kablo dirençlerini bastırarak büyüklükte olabilir.

R_M voltmerenin giriş empedansı R_S ise örneğin direncidir. 2 -3 (6 - 7) ve 3 - 4 (5 - 6) arasındaki mesafeler eşdeğer olduğunda voltmetrenin giriş empedansından geçen akımla örnek üzerindeki akım eşit olacağından örneğin uçları arasındaki voltaj farkı V_S ile voltmerede okunan voltaj V_M birbirine eşit olacaktır.

Örnek eğer bir ince film ise film boyunca homojen olarak yayılmış bir ρ öz direncinden bahsedebiliriz. I akımı homojen filmde gönderildiği noktadan dairesel şekilde yayılacaktır. Bu durumda kontak noktası etrafındaki akım yoğunluğu;

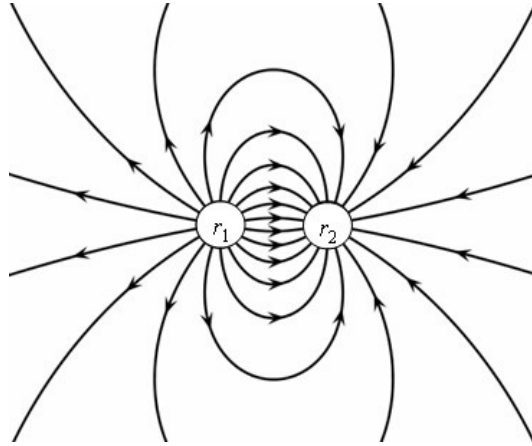
$$\vec{J} = \frac{I}{2\pi tr} \hat{r} \quad (4.6)$$

şeklinde olacaktır. Burada t ince filmin kalınlığı, r kontak noktası etrafındaki alan ve $\hat{r}$ ise radyal yayılma doğrultusundaki birim vektördür. İnce filme yüzeyinden yapılmış iki kontak noktası arasında bir I akımı geçtiğini düşünelim. Akımın girdiği kontak noktasının konumu r_1 ve çıktığı konum r_2 olsun.

$$S = \frac{\epsilon L_0}{I_{bias} (1 - L_0) (1 + \epsilon)} \quad (2.61)$$


Şekil 4.5 Yüzeyinden kontak yapılmış ince film.

Bu durumda r_1 ve r_2 arasında Şekil 4.6'daki gibi bir elektriksel dipol oluşur.



Şekil 4.6. r_1 ve r_2 'den oluşan dipol.

Bu durum kontaklar arasındaki mesafenin film kalınlığından çok büyük olduğu durumlar için geçerlidir. Bu durumda akım yoğunluğu,

$$\vec{J} = \frac{I_{12}}{2\pi t} \left\{ \frac{\vec{r} - \vec{r}_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^2} - \frac{\vec{r} - \vec{r}_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|^2} \right\} \quad (4.7)$$

haline gelir. Film için ortalama öz direnç ρ olduğundan elektrik alan,

$$\vec{E} = \rho \vec{J} = \frac{\rho I_{12}}{2\pi t} \left\{ \frac{\vec{r} - \vec{r}_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^2} - \frac{\vec{r} - \vec{r}_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|^2} \right\} \quad (4.8)$$

olarak elde edilir. Şimdi bu ince filmin diğer iki köşesinden benzer şekilde voltaj okuduğumuzu düşünelim. Bu noktalar için konumlar benzer şekilde r_3 ve r_4 olsunlar. Bu iki nokta arasında, yüzeyde oluşan voltaj farkı;

$$V_{43} = -\rho I / 2\pi t \int_{r_3}^{r_4} \left\{ \frac{\vec{r} - \vec{r}_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^2} - \frac{\vec{r} - \vec{r}_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|^2} \right\} \cdot d\vec{r} \quad (4.9)$$

olur. Voltaj ifadesini veren integrali x ve y eksenlerindeki terimlere ayırarak olursak denklem;

$$V_{43} = -\rho I_{12} / 2\pi t \left\{ \int_{x_3}^{x_4} \left(\frac{x - x_1}{(x - x_1)^2 + (y_3 - y_1)^2} - \frac{x - x_2}{(x - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2} \right) dx + \int_{y_3}^{y_4} \left(\frac{y - y_1}{(x_4 - x_1)^2 + (y - y_1)^2} - \frac{x - x_2}{(x_4 - x_2)^2 + (y - y_2)^2} \right) dy \right\} \quad (4.10)$$

şekline dönüşür.

$$l_{ab} = \ln \left\{ (x_a - x_b)^2 + (y_a - y_b)^2 \right\} \quad (4.11)$$

olmak üzere, integrali çözüp denklemi kontak noktaları arasındaki akımlar cinsinden yazacak olduğumuzda 4 ve 3 numaralı kontaklar arasındaki voltaj ifadesinin son hali,

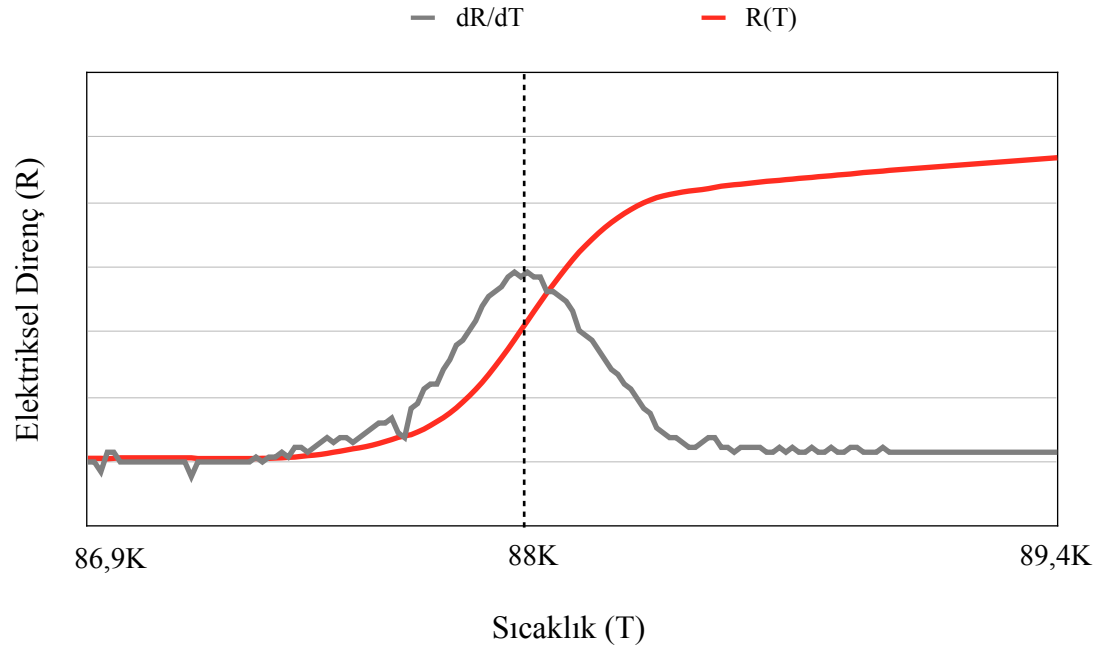
$$V_{43} = \frac{\rho I_{12}}{4\pi t} (I_{31} - I_{32} - I_{41} + I_{42}) \quad (4.12)$$

şeklinde elde edilir. Parantez içindeki ifade film homojen olduğundan aslında akım yönündeki x ve y bileşenleri için birim ifadeyi vermektedir. Böylece film için öz direnç;

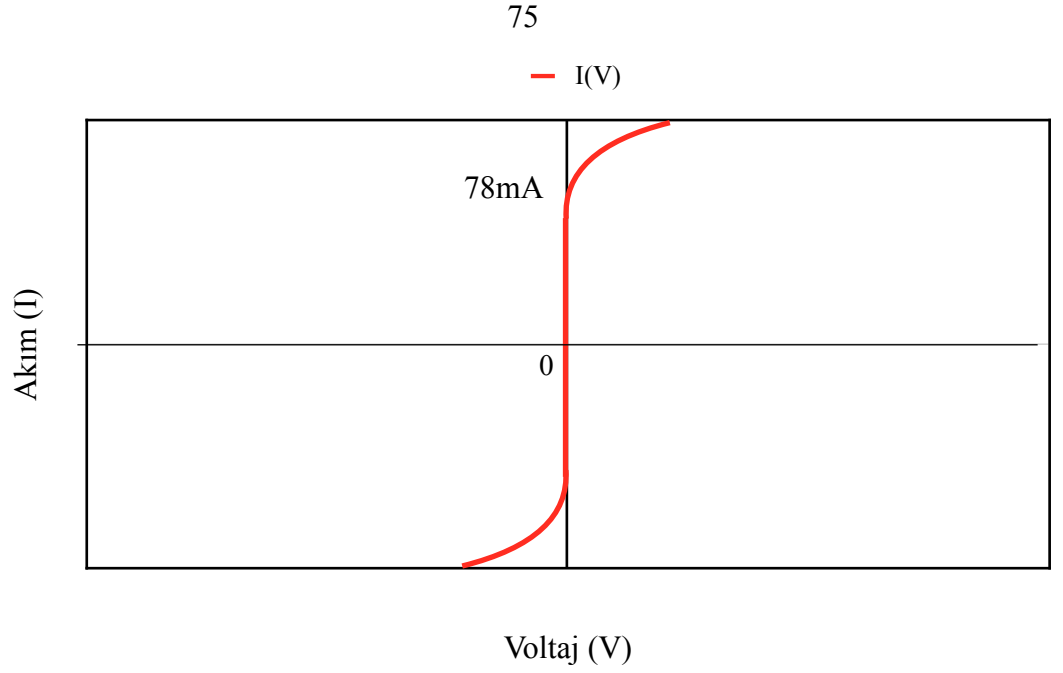
$$\rho = \frac{V_{43}}{I_{12}} 4\pi t \quad (4.13)$$

olarak elde edilir.

MgO altlık üzerine üretilen 30 μ m genişliğindeki YBCO tekli mikroköprü için $R - T$ ve $I - V$ ölçümleri Şekil 4.7'deki gibidir.



Şekil 4.7 MgO/YBCO B₂ mikroköprüsü için $R - T$ ölçümü.



Şekil 4.8 MgO/YBCO B₂ mikroköprüsü için $I - V$ ölçümü.

Ölçümler sırasında hem örneğin hem de sıcaklık sensörlerinin akım ve voltaj uçları devamlı yön değiştirecek şekilde ayarlanmıştır. Böylece örnek üzerinde yük birikmesi engellenmiş olur.

4.3 Mikroköprülerin Bolometrik Tepki Ölçümü

Üretilen mikroköprüler sabit akım altında beslenerek, 15W çıkış gücündeki 808nm ve 908nm dalgaboylu lazerler ile aydınlatılarak bolometrik tepkiler voltaj sinyali şeklinde okunmuştur. Bolometreler dR/dT eğrisinin tepe noktasında sabit bir sıcaklıkta tutulduğundan üstünden akım geçen mikroköprülerdeki Joule ısınması ölçülmüş ve böylece besleme akımı belirlenmiştir.

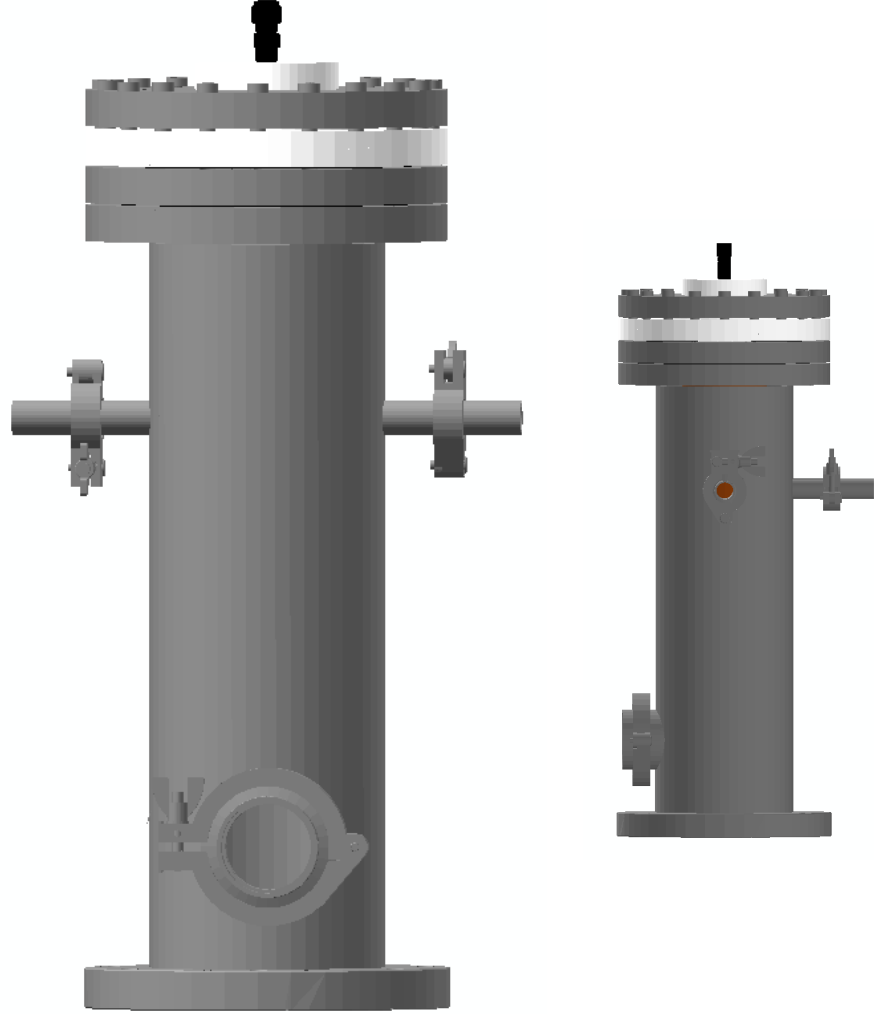
Ardından bir sıvı azot kriyostatu geliştirilmiş ve bolometrik tepkiler için termoelektrik güç ölçümü yapılmıştır.

4.3.1. Sıvı Azot Kriyostatu ve Sıcaklık Probu

Ölçümlerde kullanmak üzere bir sürekli akış kriyostatu (continuous-flow cryostat) geliştirilmiştir. Bu tip kriyostatlarda sıvı kriyojenin elle doldurulacağı bir devar bulunmaktadır. Bu devarlar çoğunlukla bakırdan yapılıyor olup, kriyostatin çalışma moduna göre örnek tutucu ve termodinamik tasarım farklılıklar gösterebilir.

Hem bolometre ölçümlerinde sabit sıcaklık dengesi gerektiğinden hem de hızlı soğuma istendiğinden örneğin vakum içinde bulunduğu (Sample in Vacuum Type) bir kriyostat modeli tercih edilmiştir.

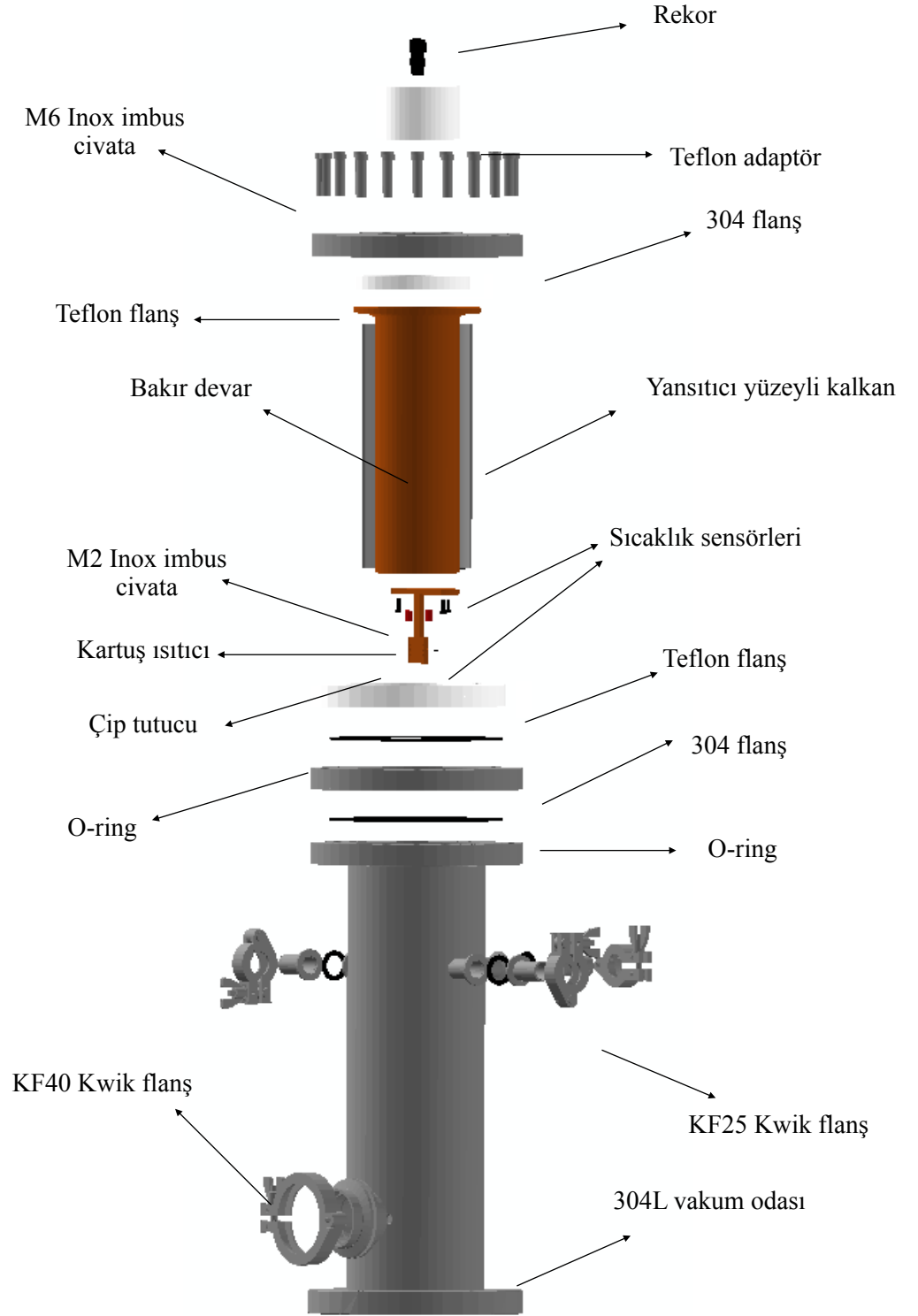
Bu modelde soğutma mekanizması sıvı kriyojenin bulunduğu bakır devar üzerinden elde edilir. Böylece örnek soğutma hızı buharla soğutan modellere göre çok daha hızlıdır. Fakat her zaman hızlı soğutma istenmez. Bu nedenle de bakır devarın alt kısmına zayıf bir iletken hat ile bağlı bir soğuk başlık tasarlanmış ve zayıf hat ısıtıcılarla çevrelenmiştir. Böylece soğuma hızı ısıtıcılar tarafından kontrol edilir.



Şekil 4.9 Ayarlanabilir sıcaklıklı sürekli akış kriyostatu.

304L kromlu çelikten üretilen vakum odası için bakır devar bir teflon flanş yardımıyla odadan yalıtılmıştır. teflon flanş mekanik olarak dayanıklı olmadığından vakum sızdırmazlığı için üst üste oturan teflon ve bakır parçalar 20mm kalınlığında iki 304 çelik flanşla sıkıştırılmıştır. Sputter sisteminde kriyojenik bir sıcaklık bulunmadığından ve püskürtme aşamasında vakum seviyeleri görece yüksek olduğundan endüstriyel plastik tercih edilmişti. Fakat kriyostat içindeki örneğin sıcaklık dengesi hassas olduğundan vakum seviyelerinin düşük değerlerde olması gerekir. Bu nedenle teflon kullanılmış olup sızdırmazlık ise çelik flanşlarla sağlanmaktadır. Sisteme takılan vakum ölçer

10^{-4} mbar seviyesine kadar basınç okumaktadır. Sistemin testleri gerçekleştirirken vakum odasının basıncı oda sıcaklığındayken bu seviyelere inmektedir.



Şekil 4.10 Kriyostatın parçalara ayrılmış hali.

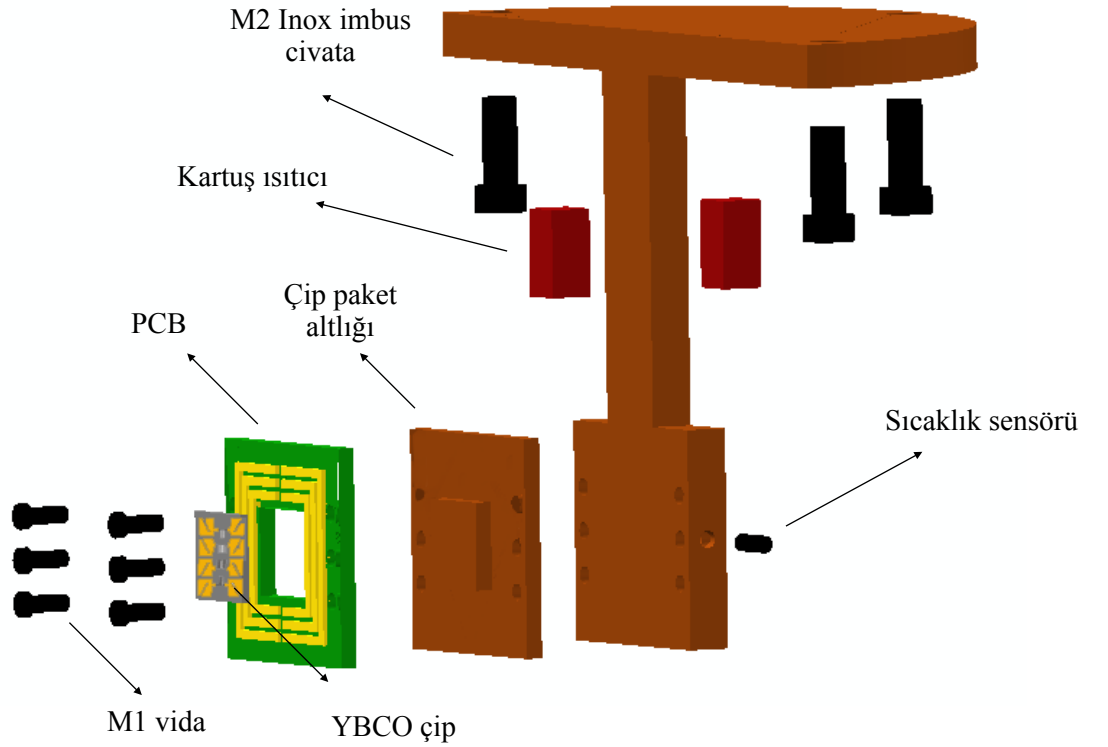
Görüldüğü gibi sistemde biri KF40 diğerleri ise KF25 olmak üzere 4 adet flanş bulunmaktadır. KF25'ler vakum pompası, vakum ölçer ve elektrik besleme oluşu olarak kullanılmaktadır. KF40 ise kuvars kapaklı bir giriş penceresidir.

Bakır devarın altında bir tane ve çip tutucunun orta noktasında yüzeye yakın bir tane olmak üzere sisteme iki sıcaklık sensörü yerleştirilmiştir. Böylelikle hem devarın sıcaklığı hem de çip tutucunun sıcaklığı ayrı ayrı okunmaktadır.

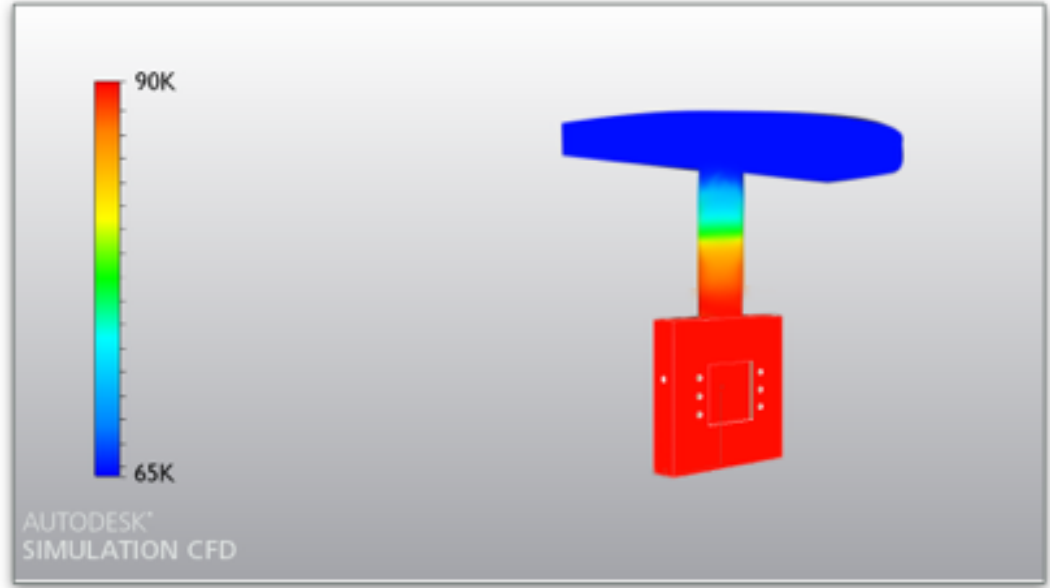
2,5 x 2,5mm boyutundaki çip tutucu; yüzeyi ince, zayıf, dar bir iletken kanal halinde yukarı doğru uzayıp, devarın altına monte edilecek bir yarım flanş ile sisteme bağlanmıştır. Bu dar kanal üzerine yerleştirilmiş iki kartuş ısıtıcı toplam 0,5W çıkışlı PID kontrolcü ile sürülmektedir.

Bakır devarın etrafındaki yansıtıcı yüzey, oda sıcaklığında bulunan vakum odasından soğuk devara doğru, sıcaklık gradyanından kaynaklanan Kelvin ışınlarını yansıtmak içindir. Devar içindeki azot buharı devarın üstüne yerleştirilen rekorlu bir kapak ile vakumlanmaktadır. Böylece sistem 65K sıcaklığa kadar inmektedir. Devarın etrafında yansıtıcı yüzey yokken devarın alt tabanında okunan sıcaklık değeri 90K'in üzerindedir.

Sıcaklık ayarlı çip tutucu ve ısı transfer simülasyonu Şekil 4.9 ve Şekil 4.10'daki gibidir.

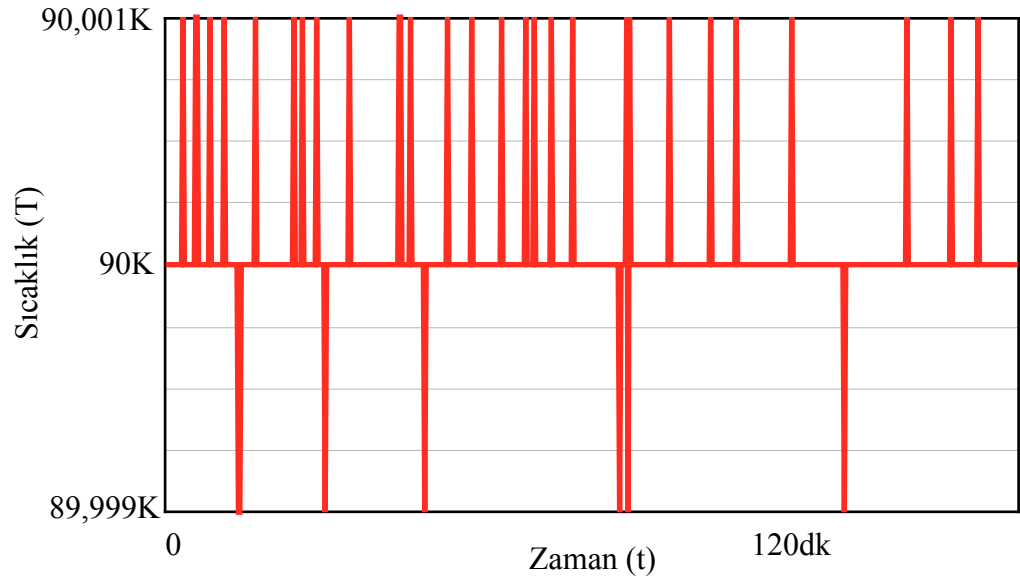


Şekil 4.11 Çip tutucu.

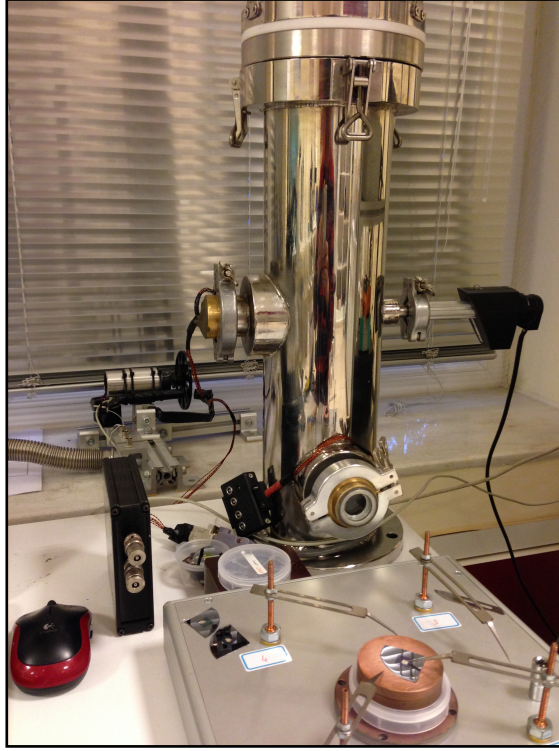


Şekil 4.12 Çip tutucu için ısı transfer simülasyonu.

Çip tutucu için gerçekleştirilen denemelerde PID kontrolün ısıtıcı çıkışı 0,5W'a ayarlanmışken, 90K'deki denge için tutucunun uç kısmındaki sıcaklık dalgalanmaları $\leq 1\text{mK}$ seviyesindedir. 10 dk'lık sıcaklık dalgalanma ölçümü Şekil 4.11'deki gibidir.



Şekil 4.13 2 saatlik soğutma boyunca 0,5W çıkış modu için tutucunun sıcaklığındaki dalgalanmalar.



Şekil 4.14 65K PID kontrollü Sürekli Akış Kriyostatu.

4.3.2. Termal İletkenlik ve Joule Isınması

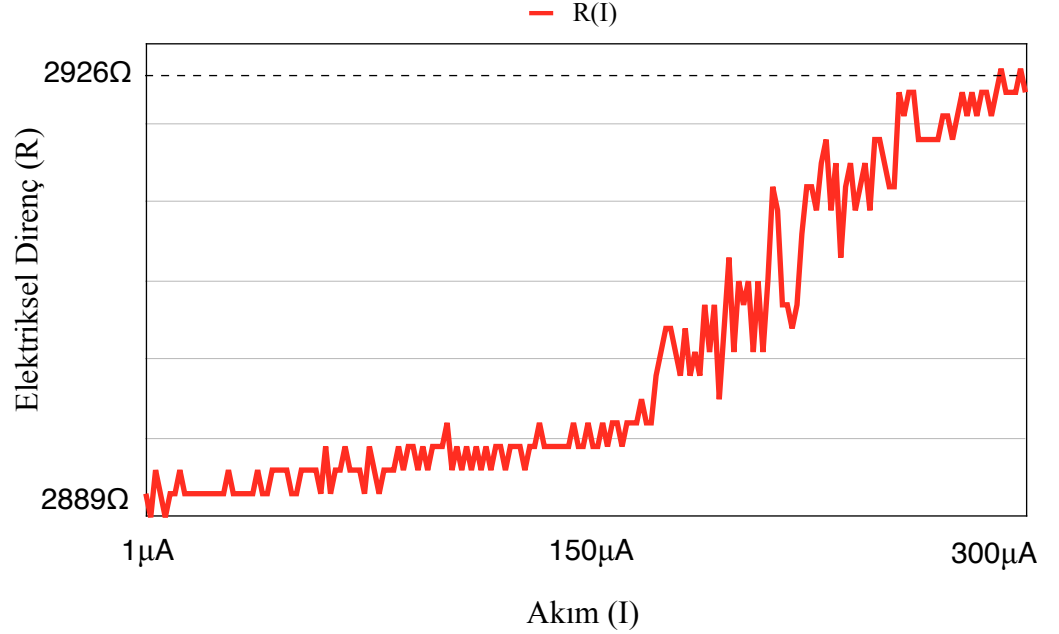
Termal iletkenlik; bolometrenin birim sıcaklık başına etrafına aktardığı güç miktarıdır.

$$G = \frac{P_{in}}{\Delta T} \quad (4.14)$$

Termal iletkenlik ölçümlerinde en yaygın olarak kullanılan yöntem Joule ısınması yöntemidir. Bu yöntemle hem termal iletkenlik belirlenir, hem de bolometre için elektrotermal bir geri besleme yaratmayacak besleme akımı değeri elde edilmiş olur. YBCO için termal iletkenliğin geçiş sıcaklığının hemen üstündeki bölgede sabit olduğunu hatırlayalım.

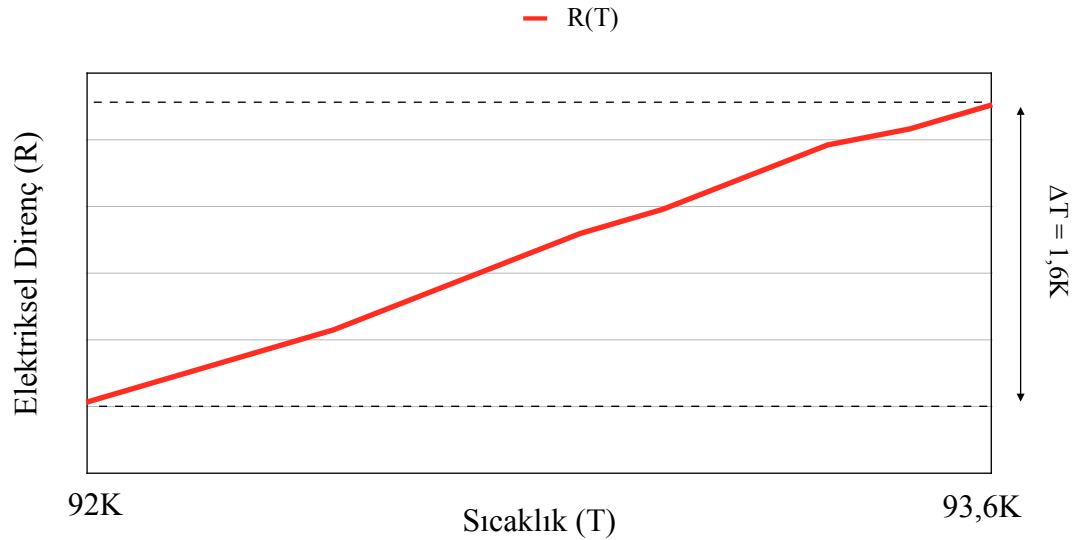
Bu tekniğin temel amacı sabit sıcaklık altındaki mikroköprülerin, yükselen akım değerlerine karşılık voltajını okuyarak o noktadaki direncini elde etmek ve akımla arasındaki ilişkiyi incelemektir. Bu nedenle öncelikle geçiş sıcaklığının hemen üzerindeki bir bölgede mikroköprüler için $I - R$ karakteristiği ölçülür (Uher ve Caizer, 1987). Direncin yükselen akıma karşılık sabit kaldığı bölge içinde Joule ısınması ihmal edilebilir düzeydedir.

Bu aralıkta bir besleme akımı seçilerek bu akımla $R - T$ ölçümü yapılır. Ardından Joule ısınması oluşmayan bu bölge için $I - R$ eğrisinde seçilen bir akım aralığı alınır ve bu akımlara karşılık gelen direnç değerleri $R - T$ eğrisi üzerinde işaretlenerek aradaki sıcaklık farkı hesaplanır. Bu sıcaklık farkı bolometre üzerindeki güçten oluşan sıcaklık farkıdır ve oranlama ile termal iletkenlik elde edilir.



Şekil 4.15 MGO/YBCO B₂ mikroköprüsü için $I - R$ eğrisi.

Görüldüğü gibi $150\mu A$ değerine kadar dirençte bir artış gözlemlenmemiştir. Bu nedenle $10\mu A$ gibi bir besleme akımıyla tekrar $R - T$ ölçümü yapılarak $1\mu A - 300\mu A$ arasındaki direnç değişiminin sıcaklık olarak karşılığı eğriden bulunur.



Şekil 4.16 MGO/YBCO B₂ mikroköprüsü $I_{bias} = 10\mu A$ besleme akımında $R - T$ eğrisi.

Parametreleri yerlerine koyduğumuzda MgO altlık üzerindeki mikrobolometre için, toprak ve aktif tabaka arasındaki tüm sistem dahil termal iletkenlik $G = 18\text{mW/K}$ olarak bulunmuştur.

4.3.3 Mikro Köprülerin Bolometrik Tepkilerinin Ölçülmesi

Mikroköprünün yakın kızılötesi (908nm) altındaki ışımalara karşı verdiği bolometrik tepki frekansa bağımlı olarak incelenmiştir. Bolometrenin teorik arkaplanı anlatılırken değinildiği üzere bolometre üzerine düşen ışık absorplanarak örgüyü titreştirir ve artan sıcaklık örgü üzerinden yayılır. Bu nedenle bolometreler görece yüksek zaman sabitine sahip, -gelen ışının doğrudan yük taşıyıcıyla etkileşime girdiği aygıtlara göre- yavaş çalışan bir aygıttır. Bu nedenle bolometrik tepki frekansa bağlı olarak eksponansiyel olarak azalmaktadır.

Ölçümlerdeki asıl amaç bolometre tepkisinin dR/dT eğrisiyle örtüştüğünü gözlemlemektir. Böylece üretilen köprülerdeki tepki içinde zayıf bağlardan kaynaklanan herhangi bir ikinci zaman sabitinin olmadığı görülmüştür. Yani tepkinin tamamı bolometriktir.

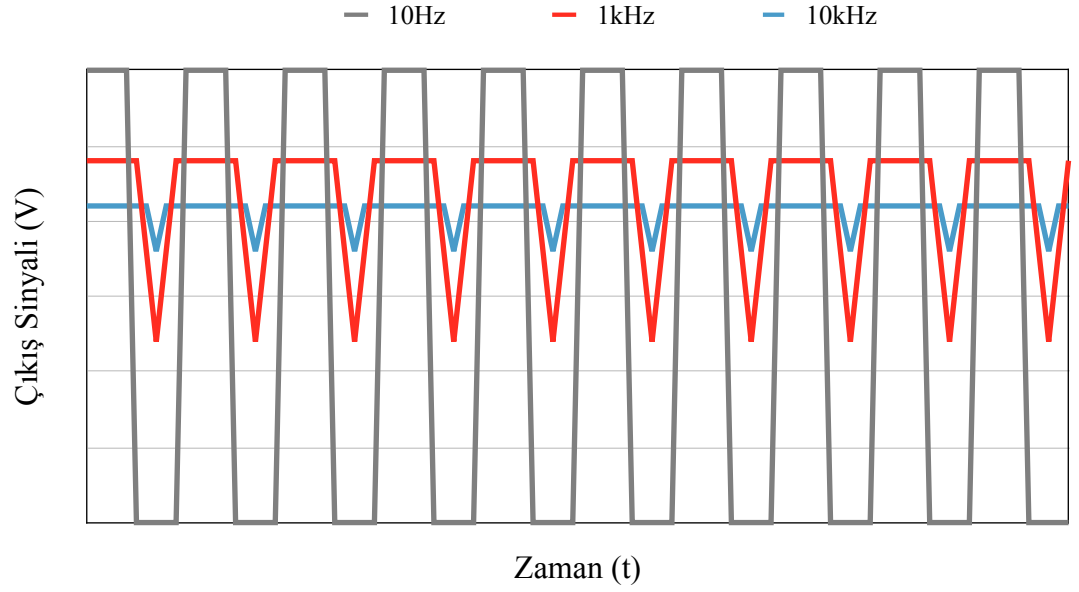
Ölçümler sırasında 15mW gücünde $908 \pm 1,5\text{nm}$ dalgaboyunda kızılötesi lazer diyot kullanılmış ve modülasyon için çeşitli yöntemler denenmiştir. Bu yöntemlerin en kolayı bir optik kesici düzenek kurmaktır. 5mm kalınlığında siyah renkli dairesel bir plexiglass malzeme lazer ile kesilerek, eşit açılar gören aralıklar birbirinin ardılı şekilde açık - kapalı şekilde hazırlanmıştır. Daha sonra bu disk bir fırçasız motor üzerine takılmış ve lazer örneğin üzerine bu kesicinin ardından gönderilmiştir.

Fakat burada mekanik bir düzenek kullanmak çok sağlıklı değildir. Çünkü optik kesicinin açısal hızı zamanla büyük oranda salınımlar yapmaktadır. Bu durumda Lock-in Amplifier ile sinyali kitlemek mümkün olmaz. Bu nedenle sistemin hemen yan kısmına ikinci bir lazer daha yerleştirilmiş ve bu lazer yine optik kesici içinden geçerek bir fotodiyota gönderilmiştir. Fotodiyotun çıkışı ise Lock-in Amplifier'ın referansına gönderilerek hem referans frekansının hem de bolometreyi aydınlatan lazer frekansının eşit şekilde salınım yapması sağlanmıştır.

Sinyal bu yöntemle bir şekilde kitlenmiş ise de diğer bir problem optik kesiciyi çalıştıran motor için çalışma bandının geniş olmamasıdır. Fırçasız motor ile yüksek frekanslara çıkılabiliyor olmasına karşın düzgün düşük dönüş hızları elde etmek mümkün değildir. Bu nedenle lazer modülasyonunun elektronik olarak yapılması daha uygun bir çözüm olarak görülmüştür.

Böylece LM358A kullanan bir TTL devresi tasarlanmış ve lazerin analog olarak modüle edilmesi sağlanmıştır. Fakat TTL devreleri de frekans yükseldikçe sinyalde bozulmalara sebep olmaktadır.

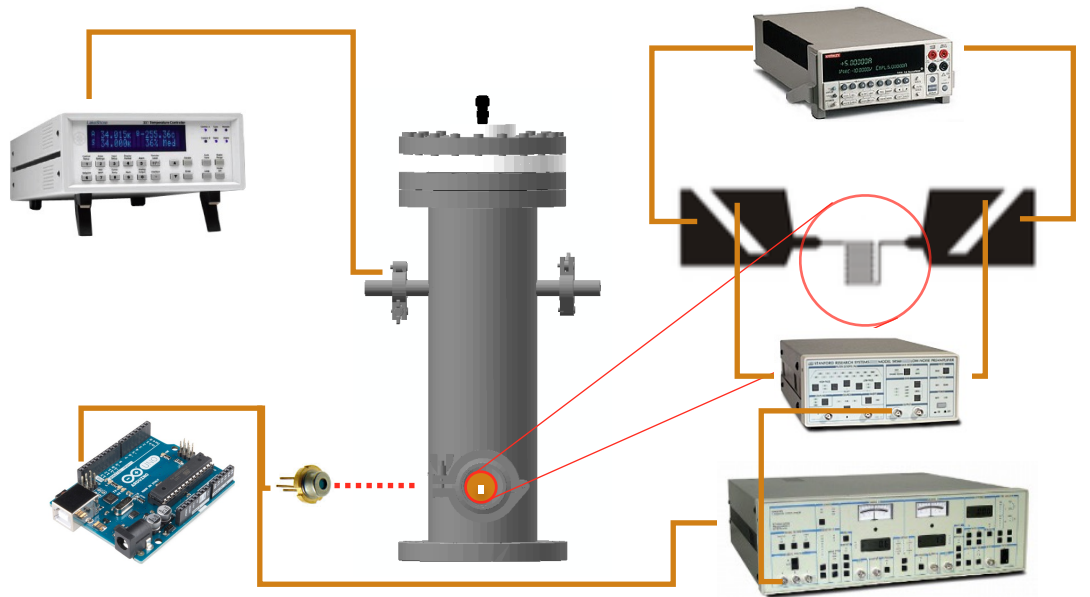
Bu problemler başlıca; çıkış sinyal genliğinin azalması, kapalı durumda çıkış sinyalinin sıfıra düşmemesi (lazerin tam kapanmaması) ve açık durum aralığının (duty cycle) genişleyerek çıkış sinyalinin tamamına yayılması ve bir yandan da geçişlerdeki keskinliğin kaybedilmesidir.



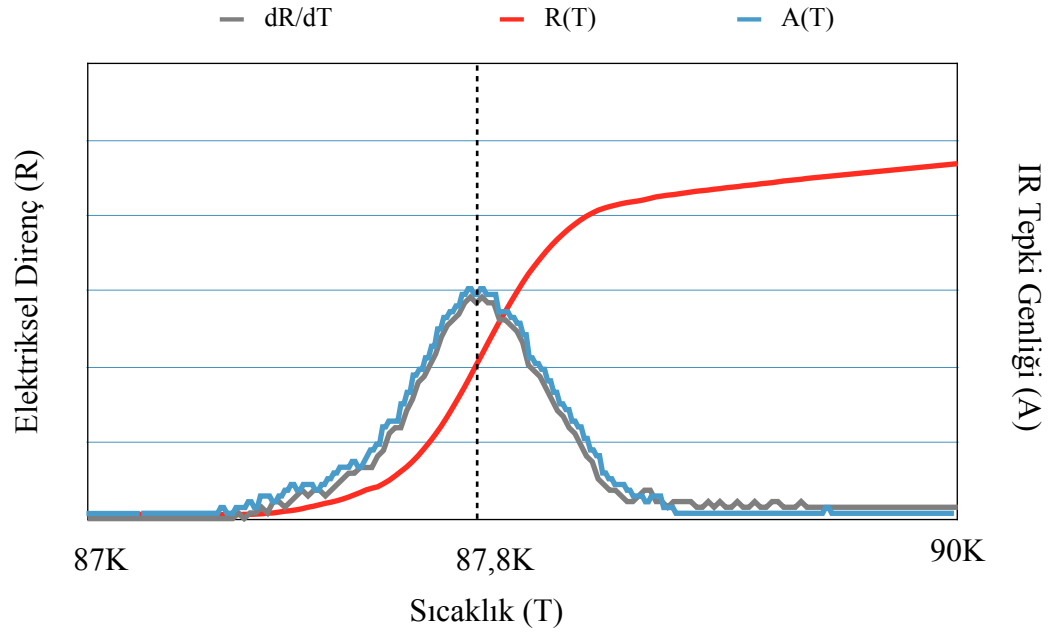
Şekil 4.17 TTL devresinin çıkış voltajı A) Düşük frekanslarda ($\sim 10\text{Hz}$), B) Yüksek frekanslarda ($\sim 1\text{kHz}$). C) Çok yüksek frekanslarda ($> 10\text{kHz}$).

Böylece lazer modülasyonunun dijital olarak yapılması uygun bulunmuştur. Atmega işlemci kullanan bir Arduino Uno kart alınmış ve bu kartla lazer diyot sürülmüştür.

Arduino kartın 11 numaralı çıkışı, 0 - 5V arasında 70kHz frekansa kadar düzgün kare dalga çıkışı vermektedir. Ayrıca basit bir yazılımla çıkış frekansı içindeki açık - kapalı bölgeler ms olarak ayarlanabilmektedir. Ölçümler sırasında açık - kapalı alanlar birbirine eşit olacak şekilde (%50 duty cycle) seçilmiş ve 1Hz - 1kHz arası ölçümler yapılmıştır.

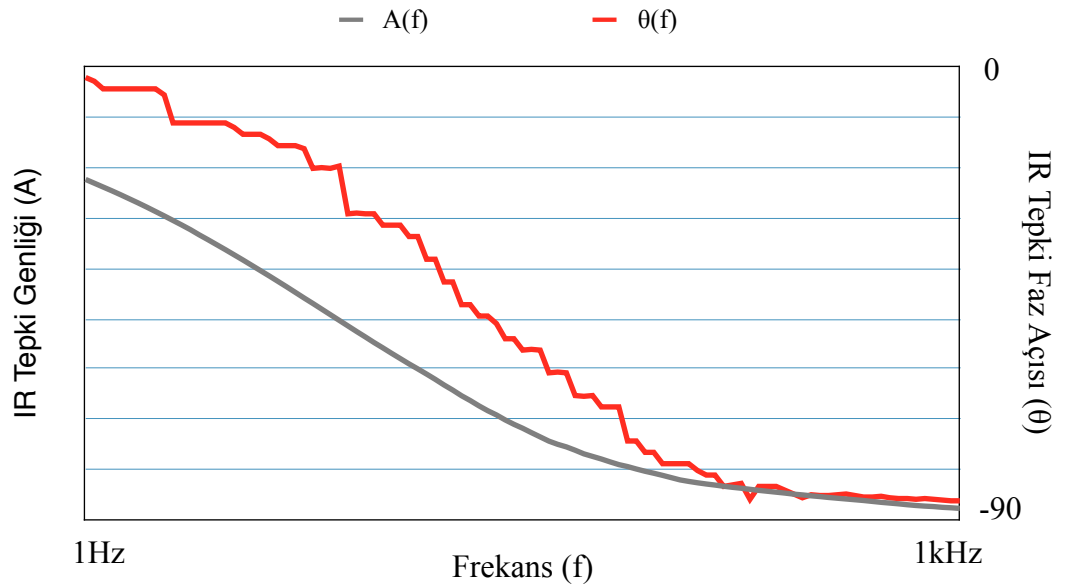


Şekil 4.18 Bolometre ölçüm sistemi.



Şekil 4.19 $f = 1\text{Hz}$ 'de B₂ mikroköprüsü için normalize bolometrik tepki genliğinin sıcaklığa bağlı değişimi ($A - T$).

$A - T$ ölçümünde görüleceği üzere sensörün tepkisi tamamen bolometriktir. Bu nedenle farklı frekanslar için $A - T$ ölçümü almaya gerek yoktur. Sensörün frekans bağımlılığı araştırılırken dR/dT eğrisinin tepe noktasına karşılık gelen 87,8K değeri için farklı frekanslarda sensörün tepki genliği ve faz açısı ölçülmüştür. Bunun için 1Hz ve 1kHz arası 10Hz aralıklarla taranmıştır. Sonuçlar Şekil 4.17'deki gibidir.



Şekil 4.20 Tepki genliği ve fazının frekansa bağlı ölçümü.

5. SONUÇ

YBCO süperiletken aygıtlar özellikle karmaşık kristal yapıları ve zorlu üretim aşamaları nedeniyle ticarileşme konusunda sıkıntılar çekiyor olsa da; sıvı azotun kaynama sıcaklığının (77K) üzerinde kritik geçişe sahip olmaları ve eşdeğerlerine oranla yüksek performanslı olmaları nedeniyle başta güvenlik ve astrofizik alanında önemli bir yere sahiptir.

Günümüzde kriyojenik soğutma sistemlerinin sıvı azot ya da helyuma ihtiyaç duymayan teknolojilere dönüşüyor olması *high-T_c* materyallerle geliştirilen aygıtları geleceğin güçlü birer teknolojisine dönüştürmektedir.

Üretilen mikroköprüler kıvrımlı aktama hatları şeklinde olup, bolometrik tepkide okunan direnç değişiminin görece yüksek olması sağlanmıştır. Fakat bu tez çalışmasının temel amacı sadece sensör tasarımına odaklanmamış, bunun yanında, tümleşik bir üretim ve test aşamalarını da içeren komple paketleme sisteminin geliştirilmesi olarak planlanmıştır. Spesifik uygulamalar için geliştirilen her bir çipte, örneğin aygıtın üst kısmına bir anten veya soğurucu katman uygulanması, veya filtreleme amacıyla krom bir maske yerleştirilmesi, böylece testler sırasında gönderilen kızıl ötesi lazerin doğrudan altlığı aydınlatmasının önlenmesi gerekmektedir. Bu ve benzeri çok çeşitli uygulama alanlarına uygun çiplerin geliştirilmesi aşamasında en kritik adım, tekrarlanabilir malzeme üretimi ve çip desenlemesidir. Bu açıdan bu tez çalışmasında bu üretim aşamalarına ağırlık verilmiştir. Bununla beraber üretilen mikroçiplerin gürültüleri ve duyarlılıklarının da literatürle uyumlu olması gerekmektedir. Bu açıdan da, çip testleri hassas bir şekilde yapılabilmelidir. Bu nedenle, bu çalışmada aynı zamanda test sistemi üzerinde de durulmuştur.

Kriyojenik karanlık madde araştırmaları, nötrino algılama ve mm dalgalar konusundaki uygulamalarda tungsten (W) tabanlı süperiletken bolometreler bugün için bilinen en iyi ve olgunlaşmış teknolojidir. YBCO bolometrelerle yapılan araştırmalar ise çoğunlukla gizli şekilde yürütölüyor olup, literatüre yansımamaktadır.

Bu tez çalışması kapsamında yüksek hassasiyetli bir YBCO kızılötesi sensör; YBCO'yu oluşturan kimyasal tozlardan başlayarak; target üretimi, ince film üretimi, mikroelektronik süreçler, yeni bir sputter sistemi tasarımı ve üretimi, çip entegrasyonu ve kriyojenik sistem tasarımından oluşan bütün bir üretim ve test sürecini kapsayacak şekilde çalışmalar yapılmıştır.

Elde edilen test sonuçları literatürdeki benzer sensör parametreleriyle kıyaslandığında; özellikle geçiş keskinliği, dolayısıyla yüksek duyarlılık ve yüksek tepki genliği açısından üstün özellikler gösterdiği gözlemlenmiştir. Bu sensörlerin ileride yapılabilecek, özellikle de kritik uygulama alanlarında yarıiletken sensörlere önemli bir alternatif olarak kullanılabilmesi öngörülmektedir.

Kaynaklar Dizini

- Bednorz, J.G., Muller, K.A.**, 1986, Possible high- T_c superconductivity in Ba-La-Cu-O system. *Z Phys B: Condensed Matter* 64:189.
- Bhat, S.V., Ganguly, P., Ramakrishnan T.V. and Rao, C.N.R.**, 1987, *J Phys C* 20:L559.
- Bhat, S.V., Ganguly, P. and Rao, C.N.R.**, 1987, *Pramana, J Phys* 28:L425.
- Blatter, G.**, 1997, Vortex matter. *Physica C* 282-287:19.
- Blatter, G., Geshkenbein, V.B., Larkin, A.I.**, 1992, From isotropic to anisotropic superconductors: A scaling approach. *Phys Rev Lett* 68:875.
- Blazey, K.W., Portis, A.M., Müller K.A. and Holtzberg, F.H.**, 1988, *Europhys Lett*, 6:457.
- Blazey, K.W., Müller, K.A., Bednorz, J.G., Berlinger, W., Amoretti, G., Buluggin, E., Vera, A. and Maticcotta, F.C.**, 1987, *Phys Rev B* 36:7241.
- Bocko, M.F., Herr, A.M., Feldman, M.F.**, 1997, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7:3638.
- Boekholt, M., Hoffmann, M., Guntherodt, G.**, 1991, Detection of an anisotropy of the superconducting gap in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals by Raman and tunneling spectroscopy. *Physica C* 175:127.
- Bozbey, A.**, 2007, Investigation, Modelling and, Applications Feasibility of the Thermal Crosstalk in High- T_c Transition Edge Bolometer Arrays.
- Brown, S.C.**, 1966, Introduction to electrical discharges in gases. Wiley, NY.
- Buckel, W., Kleiner, R.**, 2004, Superconductivity Fundamentals and Applications, 2nd Edition, Wiley-VCH Verlag GmbH, Germany.
- Bulut, N., Scalapino, D.J.**, 1992, Analysis of NMR data in the superconducting state of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. *Phys Rev Lett* 68:706.
- Campbell, A.M., Evetts, J.E.**, 1992, *Adv Phys*, 21:199.
- Carelli, P., Castellano, M.G., Chiarello, F., Cosmelli, C., Leoni, R., Torrioli, G.**, 2001, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 11:210.

Kaynaklar Dizini (devam)

Cava, R.J., Batlogg, B., Krajewski, J.J., Farrow, R., Rupp, L.W., White Jr, A.E., Short, K., Kometani T., 1988, Superconductivity near 30K without copper Ba_{0.6}K_{0.4}BiO₃ Perovskite. Nature 332:814.

Cava, R.J., Batlogg, B., VanDover, R.B., Murphy, D.W., Sunshine, S., Siegrist, T., Remeika, J.P., Rietman, E.A., Zahurak, S., Espinosa, G.P., 1987, Bulk superconductivity at 91K in single-phase oxygen-deficient perovskite Ba₂YCu₃O_{9- δ} . Phys Rev Lett 58:1976.

Chakravarty, S., Sudbo, A., Anderson, P.W., Strong, S., 1993, Interlayer tunneling and gap anisotropy in high-temperature superconductors. Science 261:337.

Chen, W., Rylyakov, A., Patel, V.V., Likharev, K.K., 1999, Rapid single-flux quantum T-flip-flop operating at 770 GHz. IEEE Trans On Appl Supercond, Vol. 9:3212.

Chu, C.W., Gao, L., Chen, F., Huang, Z.J., Meng, R.L., Xue, Y.Y., 1993, Superconductivity above 150K in HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+ δ} at high pressure. Nature 365:323.

Chu, C.W., Hor, P.H., Meng, R.L., Gao, L., Huang, Z.J., 1987, Superconductivity at 52.5K in the lanthanum-barium-copper-oxide system. Science 235:567.

Clarke, J., 2012, 50 Years of Josephson Junction, ICSM.

Clem, J.R., 1991, Two-dimensional vortices in a stack of thin superconducting films: A model for high-temperature superconducting multilayers. Phys Rev B43:7837.

Dulaic, A., Leontic, B., Peric, M. and Rakvin, B., 1987, Europhys Lett 4:1493.

Fastampa, R., Giura, M., Marcon R. and Maticotta, C., 1988, Europhys Lett 6:265.

Figuerola-Feliciano, E., 2013, Transition Edge Sensors: Physics and Applications. ESAS Summer School, Genova.

Frölich, H., 1950, Phys Rev, 79:845.

Kaynaklar Dizini (devam)

Gammel, P.L., Bishop, D.J., Dolan, G.J., Kwo, J.R., Murray, C.A., Scheemeyer, L.F., Waszczak, J.V., 1987, Observation of hexagonally correlated flux quanta in YBa₂Cu₃O₇. Phys Rev Lett 59:2592.

Gavaler, J.R., 1973, Superconductivity in Nb-Ge films above 22K. Appl Phys Lett 23:480.

Gough, C.E., Colclough, M.S., Forgan, E.M., Jordan, R.G., Keene, M., Muirhead, C.M., Al Rae, Thomas, N., Abell, JS., Sutton, S., 1987, Flux quantization in a high- T_c superconductor. Nature 362:855.

Glarum, S.H., Marshall, J.H. and Schneemeyer, L.H., 1988, Phys Rev B37:7491.

Gurvitch, M., Washington, M.A., Huggins, H.A., 1983, High-quality refractory Josephson tunnel junctions utilizing thin aluminum layers. Appl Phys Lett 42:472.

Hadfield, R.H., 2013, Superconducting Detectors in Quantum Information Science, ESAS.

Hardy, W.N., Bonn, D.A., Morgan, D.C., Liang, R., Zhang, K., 1993, Precision measurement of the temperature dependence of λ in YBa₂Cu₃O_{6.95}: Strong evidence for nodes in the gap function. Phys Rev Lett 70:3999.

Hazen, R.M., Finger, L.W., Angel, R.J., Prewitt, C.J., Ross, N.L., Mao, H.K., Hadidiacos, C.G., Hor, P.H., Meng, R.L., Chu, C.W., 1987, Crystallographic description of phases in the Y-Ba-Cu-O superconductor. Phys Rev B35:7238.

Hazen, R.M., Prewitt, C.T., Angel, R.J., Ross, N.L., Finger, L.W., Hadidiacos, C.G., Veblen, D.R., Henaey, P.J., Hor, P.H., Meng, R.L., Gao, L., Bechtold, J., Chu, C.W., 1988, Superconductivity in the high- T_c Bi-CaSr-Cu-O system: Phase identification. Phys Rev Lett 60:1174.

Houghton, A., Pelcovits, R.A., Sudbo, A., 1989, Flux lattice melting in high- T_c superconductors. Phys Rev B40:6763.

Huang, Q., Zasadzinski, J.F., Gray, K.E., Liu, J.Z., Claus, H., 1989, Electron tunneling study of the normal and superconducting states of Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr₂CaCu₂O_x. Phys Rev B 40:9366– 9369.

Kaynaklar Dizini (devam)

Huang, Q., Zasadzinski, J.F., Tralshawala, N., Gray, K.E., Hinks, D.G., Peng, J.L., Greene, R.L., 1990, Tunnelling evidence for predominantly electron-phonon coupling in superconducting $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ and $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$. *Nature* 347:369.

Hurell, J. and Silver, A., 1978.

Irwin, K.D., 2013, Superconducting Detectors for Astronomy and Cosmology, ISEC.

Janis Cryogenics. 2015, <http://www.janis.com/Products/productsoverview/VPFLiquidNitrogenVariableTemperatureCryostat.aspx#>.

Jeong, G.T., Kye, J.I., Chun, S.H., Lee, S., Lee, S.I., Khim, Z.G., 1994, Energy gap of the high- T_c superconductor $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ determined by point-contact spectroscopy. *Phys Rev B* 49:15416.

Jess, P., Hubler, U., Lang, H.P., Guntherodt, H.J., Luders, K., Antipov, E.V., 1996, Energy gap distribution of $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4-x}$ investigated by scanning tunneling microscopy/spectroscopy. *J Low Temp Phys* 105:1243.

Kadono, R., Higemoto, W., Koda, A., Larkin, M.I., Luke, G.M., Savici, A.T., Uemura, Y.J., Kojima, K.M., Okamoto, T., Kakeshita, T., Uchida, S., Ito, T., Oka, K., Takigawa, M., Ichioka, M. and Machida K., 2004, Expansion of vortex cores by strong electronic correlation in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ at low magnetic induction. *Phys Rev B* 69:104523.

Khachaturyan, K., Weber, E.R., Tejedor, P., Stacy, A.M. and Portis, A.M., 1987, *Phys Rev B* 36:8309.

Kotliar, G., 1988, Resonating valence bonds and d-wave superconductivity. *Phys Rev B* 37: 3664.

Krusin-Elbaum, L., Greene, R.L., Holtberg, F., Malozemoff, A.P., Yeshurun, Y., 1989, Direct measurement of the temperature-dependent magnetic penetration depth in Y-Ba-Cu-O crystals. *Phys Rev Lett* 62:217.

Larbalestier, D., Gurevich, A., Feldmann, D.M., Polyanskii, A., 2001, *Nature*, 414:368.

Lawrence, W.E., Doniach, S., 1971, Proc. 12th International Conference on Low Temperature Physics (E Kanda). Academic Press, 361.

Kaynaklar Dizini (devam)

Likharev, K.K., Semenov, V.K., 1991, RSFQ logic/memory family: a new Josephson-junction technology for sub-terahertz- clock-frequency digital systems. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol 1:3.

Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutomi, M., Asano, T., 1988, A new high- T_c oxide superconductor without a rare earth element. Jpn J Appl Phys 27:L209.

Mahan, J.E., 2000, Physical vapor deposition of thin films. New York, NY: John Wiley & Sons.

Maissel L.J. and Glang, R., 1970, Handbook of Thin Film Technology, McGraw-Hill New York.

Merriam-Webster Online Dictionary, 2015, Bolometers, <https://www.google.com.tr/search?hl=tr&q=Merriam-Webster+Online+Dictionary&ei=O2pIVcDFM4y17gbnmICQBg>.

Monthoux, P., Bakatsky, A.V., Pines, D., 1992, Weak-coupled theory of high temperature-superconductivity in the antiferromagnetically correlated copper oxide. Phys Rev B46:14803.

Mooij, J.E., Orlando, T.P., Tian, Lin., Caspar, H. van der Wal, Levitov, L., Seth Lloyd, Mazo, J.J., 1999, Science 285:1036.

Muhlschlegel, B., 1959, Die Thermodynamischen Funktionen des Supraleiters. Z Phys 155:313.

National Institute of Standard and Technology. 2015.

Nielsen, M.A., Chuang, I.L., 2000, Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge University Press, Cambridge, UK.

Numata, H., Tanaka, M., Kitagawa, Y., Tahara, S., 1999, Investigation of SFQ integrated circuits using Nb fabrication process. Extended abstracts of the 7th ISEC, Berkeley, USA 272.

Ones, H.K., 1911, Akad van Wetenschappen (Amsterdam) 14:818.

Ossandon, J.G., Thompson, J.K., Christen, B.C., Sales, B.C., Kerchner, H.R., Thompson, J.O., Sun, Y.R., Lay, K.W., Tkaczyk., 1992, Influence of oxygen deficiency on the superconductive properties of grain-aligned YBa₂Cu₃O_{7- δ} . Phys Rev B45:12534.

Kaynaklar Dizini (devam)

Özyüzer, L., Yusuf, Z., Zasadzinski, J.F., Wei-Ting, L., Hinks, D.G., Gray, K.E., 1999, Tunneling spectroscopy of $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$. *Physica C* 320:9.

Özyüzer, L., Zasadzinski, J.F., Kendziora, C., Gray, K.E., 2000, Quasiparticle and Josephson tunneling of overdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals. *Phys Rev B* 61:3629.

Pakulis, E.J. and Osata, T., 1988, *Phys Rev B* 37:5940.

Peric, M., Rakvin, B., Prester, M., Brnicevic, N. and Dulcis, A., 1988, *Phys Rev B* 37:522.

Pippard, A.B., 1953, *Proc R Soc (London)*, A216:547.

Poole, C.P., Farah, H.A., Creswick, R.J., 1995, *Superconductivity*, Academic Press, UK.

Portis, A.M. and Blazey, K.W., 1988, *Solid State Commun.* 68:1097.

Portis, A.M., Blazey, K.W., Müller, K.A., ve Bednorz, J.G., 1988, *Europhys Lett.* 5:467.

Putillin, S.N., Antipov, E.V., Chmaissem, O., Marezio, M., 1993, Superconductivity at 94K in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. *Nature* 362:226.

Rao, C.N.R., Ganguly, P., Raychaudhuri, A.K., Ram, R.A.M., Sreedhar, K., 1987, Identification of the phase responsible for high-temperature superconductivity in Y-Ba-Cu oxides. *Nature* 326:856.

Rokhsar, D.S., 1993, Pairing in doped spin liquids: Anyon versus d-wave superconductivity. *Phys Rev Lett* 70:493.

Rubins, R.S., Drumheller, J.E., Hutton, S.L., Rubenacker, G.V., Jeong, D.Y. and Black, T.D., 1988, *J Appl Phys*, 64:1312.

Santavicca, D.F., 2015, Conceptual schematic of a bolometer.

Sastry, M.D., Babu, Y., Kadam, R.M., Dalvi, A.G.I., Gopalakrishnan, I.K., Yakhoni J.V. and Iyer, R.M., 1988, *Solid State Commun* 66:1219.

Kaynaklar Dizini (devam)

Scalapino, D.J., 1995, The case for dx^2-y^2 pairing in the cuprate superconductors. Phys Revp 250:329.

Schilling, A., Cantoni, M., Guo, J.D., Ott, H.R., 1993, Superconductivity above 130K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system. Nature 363:56.

Seeber, B., 1999, Handbook of applied superconductivity, IOP Publishing Ltd.

Shen, Z.X., Dessau, D.S., Wells, B.O., King, D.M., Spicer, W.E., Arko, A.J., Marshall, D., Lombardo, L.W., Kapitulinik, A., Dickinson, P., Doniach, S., DiCarlo, J., Loeser, A.G., Park, C.H., 1993, Anomalously large gap anisotropy in the a-b plane of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Phys Rev Lett 70:1553.

Sheng, Z.Z., Hermann, A.M., 1988, Superconductivity in the rare-earth free Tl-Ba-Cu-O system above liquid nitrogen temperature. Nature 332:55.

Sheng, Z.Z., Hermann, A.M., El Ali, A., Almasan, C., Estrada, J., Datta, T., Matson, R.J., 1988, Superconductivity at 90K in the Tl-Ba-Cu-O system. Phys Rev Lett 60:937.

Stankowski, J., Kahol, P.K., Dalal, N.S. and Moodera, J.S., 1987, Phys Rev B36:7126.

Takechi, I., Tsai, J.S., Shimakawa, Y., Manako, T, Kubo, Y., 1989, Energy gap of Tl-Ba-Ca-Cu-O compounds by tunneling. Physica C 158:83.

Tomasch, W.J., Blackstead, H.A., Ruggiero, S.T., McGinn, P.J., Clem, J.R., Shen, K., Weber J.W. and Boyne, D., Phys Rev B37:9864.

Tokura, Y., Takagi, H., Uchida, S., 1989, A superconducting copper oxide compound with electrons as the charge carriers. Nature 337:345.

Tsai, J.S., Takeuchi, I., Fujita, J., Miura, S., Terashima, T., Bando, Y., Iijima, K., Yamamoto, K., 1989, Tunneling study of clean and oriented Y-Ba-Cu-O and Bi-Sr-Ca-Cu-O surfaces. Physica C 157:537.

Uchida, S., 1997, Spin gap effects on the c-axis and in-plane charge dynamics of high- T_c cuprates. Physica C 282:12-18.

Uchida, S., Takagi, H., Kitazawa, K., Tanaka, S., 1987, Jpn. J. Appl. Phys 26:L1.

Kaynaklar Dizini (devam)

Uher, C. and Kaiser, A.B., 1987, Thermal transport properties of Y superconductors. Phys Rev B36:5680.

Vaglio, R., 2012, Physics of Superconductivity: General Aspects. ESAS Summer School: New Trends with Superconducting Quantum Detectors (Genoa, Ita).

Van Duzer, T., Turner, C.W., 1999, Principles of Superconducting Devices and Circuits 2nd Edition.

Vossen, J.L. and Cuomo, J.J., 1978, Thin Film Processes, Academic Press New York.

Welp U., Grimsditch, M., You, H., Kwok, W.K., Fang, M.M., Crabtree, G.W., Liu, J.Z., 1989, The upper critical field of untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystals. Physica C 161:1.

Wu, D.H., Sridhar, S., 1990, Pinning forces and lower critical fields in $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_y$ crystals: Temperature dependence and anisotropy. Phys Rev Lett 65:2074.

Wu, M.K., Ashburn, J.R., Torng, C.J., Hor, P.H., Meng, R.L., Gao, L., Huang, Z.J., Wang, Y.Q., Chu, C.W., 1987, Superconductivity at 93K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure. Phys Rev Lett 58:908, 1987.

Yao, Y.S., Xiong, Y.F., Jin, D., Li, J.W., Luo, J.L., Zhao, Z.X., 1997, The high-pressure synthesis and superconductivity of $\text{Pr}_{0.5}\text{Ca}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_z$. Physica C 282-287:49.