



GİRESUN
ÜNİVERSİTESİ



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MgB₂ SÜPERİLETKEN MALZEMESİNDE TAM VE TAM OLMAYAN GÜÇ
ENDEKSİ İÇİN ÖZDİRENÇ DEĞERLERİNİN BLOCH-GRUNEİSEN
YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ**

**FİZİK
ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**Beytullah KARAKOÇ
162101005**

2020

GİRESUN

T.C.
GİRESUN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MgB₂ SÜPERİLETKEN MALZEMESİNDE TAM VE TAM OLMAYAN GÜÇ
ENDEKSİ İÇİN ÖZDİRENÇ DEĞERLERİNİN BLOCH-GRUNEİSEN
YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Öğrencinin Adı SOYADI : Beytullah KARAKOÇ

ORCID : 0000-0002-1588-9194

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih :

Enstitü Anabilim Dalı : Fizik

Tez Danışmanı : Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU

ORCID : 0000-0003-4560-2702

Eylül 2020

GİRESUN

T.C.
GİRESUN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MgB₂ SÜPERİLETKEN MALZEMESİNDE TAM VE TAM OLMAYAN GÜÇ
ENDEKSİ İÇİN ÖZDİRENÇ DEĞERLERİNİN BLOCH-GRUNEİSEN
YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Beytullah KARAKOÇ

Enstitü Anabilim Dalı : Fizik

Bu tez/....../2020 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği / oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

**Prof. Dr.
Vagif NEVRUZOĞLU
Jüri Başkanı**

**Prof. Dr.
İskender ASKEROĞLU
Üye**

**Doç. Dr.
Behzad BARIŞ
Üye**

Doç. Dr. Bahadır KOZ

Enstitü Müdürü

BEYAN

Tez içindeki tüm verilerin akademik kurallar çerçevesinde tarafımdan elde edildiğini, görsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uygun şekilde sunulduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezde yer alan verilerin bu üniversite veya başka bir üniversitede herhangi bir tez çalışmasında kullanılmadığını beyan ederim.

Beytullah KARAKOÇ

....../....../2020

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tez çalışmam süresince değerli bilgi birikim ve tecrübelerini benimle paylaşan, danışman hocam Sayın Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU'na teşekkür ederim. Tez çalışmam sırasında yardımlarından dolayı Giresun Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölüm Başkanı Prof.Dr. Birol ERTUĞRAL'a Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi, Sayın Doç. Dr. Behzad BARIŞ'a ve Dr. Öğr. Üyesi Mehmet KABAER'e ve katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Yüksek Lisans eğitimim boyunca ve tez çalışmamda bana destek olan Abdurrahman KAHRAMAN arkadaşşıma katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Yüksek lisans tez çalışmam süresince bana kıymetli zamanlarından ayırdıkları için ve manevi desteklerinden dolayı biricik eşime ve çocuklarıma çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	I
İÇİNDEKİLER.....	II
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	V
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	VI
TABLOLAR LİSTESİ.....	IX
ÖZET.....	X
SUMMARY.....	XI
BÖLÜM 1. GİRİŞ.....	1
1.1. Süperilekenliğin Keşfi ve Kısa Tarihi.....	2
BÖLÜM 2. KAYNAK ARAŞTIRMASI	6
2.1. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri.....	6
2.1.1.Kritik Geçiş Sıcaklığı, T_c	6
2.1.2. Kritik Manyetik Alan, H_c	6
2.1.3.Kritik Akım Yoğunluğu, J_c	7
2.1.4. Meissner Etkisi.....	8
2.1.5. Nüfuz derinliği (λ).....	9
2.1.6. Eş Uyum Uzunluğu(ζ).....	10
2.1.7. I. Ve II. Tip Süperiletkenler.....	10

2.1.8. BCS Teorisi.....	13
2.1.9. Josephson Etkisi.....	15
2.2. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenleri.....	15
2.2.1.Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Kristal Yapıları.....	17
2.2.2. La-Ba-Cu-O (LBCO) Bileşiklerinin kristal yapıları.....	17
2.2.3.Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO)Bileşiklerinin kristal yapıları.....	18
2.2.4.Tl-Tabanlı Yüksek sıcaklık süperiletkenler.....	20
2.2.5.Hg-Ba-Ca-Cu-O (HBCCO)Bileşiklerinin kristal yapıları.....	22
2.2.6. Fe tabanlı süperiletkenler.....	24
2.2.7.Y-Ba-Cu-O (YBCO) Bileşiklerinin kristal yapıları.....	25
2.3.Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Elektriksel ve Manyetik Özellikleri.....	30
2.4. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Süperiletkenlik Mekanizması.....	32
2.5. MgB ₂ Süperiletkeninin Temel Özellikleri.....	37
2.5.1. Magnezyum Elementinin Özellikleri.....	37
2.5.2. Bor Elementinin Özellikleri.....	38
2.5.3. Süperiletken Magnezyum Diborürün Temel Özellikleri (MgB ₂).....	40
2.5.3.1. MgB ₂ Kristal Yapısı.....	40
2.5.3.2. MgB ₂ 'de Süperiletkenlik Mekanizması.....	42
2.5.3.2.1 Toplam İzotop Etkisi.....	42
2.5.3.2.2 Süperiletken Enerji Boşluğu.....	44
2.5.3.2.3 MgB ₂ 'nin Koherens Uzunluğu.....	46
2.5.3.2.4 MgB ₂ Süperiletken Sisteminde Anizotropi.....	48

2.5.3.2.5. Kritik Alanlar.....	49
2.5.3.2.5.1 $H_{c2}(T)$ En Yüksek Değerler.....	49
2.5.3.2.5.2 Alt Kritik Alan $H_{c1}(T)$	54
2.5.3.2.6. Uygulanan Manyetik Alana Karşı Kritik Akım Yoğunluğu $J_c(H)$	54
2.3.3.2.7 Tersinmezlik Alanı (H_{irr}).....	56
 BÖLÜM 3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	57
 BÖLÜM 4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	60
 BÖLÜM 5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	67
 KAYNAKLAR.....	68
 ÖZGEÇMİŞ.....	82

SİMGELER VE KISALTMALAR

a, b, c : Örgü Sabitleri

$\text{\AA}$: Angström

ρ : Öz direnç

Θ_D : Debye Sıcaklığı

ω_D : Debye Frekansı

(λ) : Nüfuz Derinliği

(ζ) : Eş Uyum Uzunluğu

B : Manyetik alan

B_i : Madde içindeki manyetik alan

$^{\circ}\text{C}$: Santigrat derece

H : Dış manyetik alan

I_c : Kritik Akım

$^{\circ}\text{K}$: Kelvin

N : Parçacık Sayısı

T : Sıcaklık

T_c : Kritik Sıcaklık

J_c : Kritik Akım Yoğunluğu

μ_0 : Boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısı

k_B : Boltzman sabiti

PCS: Nokta temas spektroskopisi yüksek çözünürlüklü fotoemisyon spektroskopisi

HRPS: Yüksek çözünürlüklü fotoemisyon spektroskopisi

STS: Taramalı tünelleme spektroskopisi

FIRT: Uzak kızılötesi iletim

RS : Raman spektroskopisi

T: Tünelleme



ŞEKİLLER LİSTESİ

S

Şekil 1.1. Normal metal ve süperiletkenin direnç-sıcaklık eğrisi (Düz, 2008)	2
Şekil 1.2. Kamerling Onnes'in 1911'de süper iletkenlik keşfi, elektriksel direnci ρ 'nun kaybolması.	3
Şekil 1.3. Süperiletkenlik Kronolojisi	5
Şekil 2.1. Kalayın süperiletken geçişi (Rose-Innes ve Rhoderick,1980).	6
Şekil 2.2. I. ve II. Tip süperiletkenlerin $H_c(0)$ sıcaklıkla değişimi	7
Şekil 2.3. T_c , H_c ve J_c arasındaki ilişkiyi gösteren faz diyagramı.	8
Şekil 2.4. Meissner etkisi. Süperiletkene dönüşen bir metalin içindeki ve etrafındaki manyetik alan kuvveti	9
Şekil 2.5. I. tip süperiletkenler için manyetik alana bağlı manyetizasyon değişimi.	11
Şekil 2.6. Manyetik alana bağlı manyetizasyon değişimi II. tip süperiletkenler için değişimi.	12
Şekil 2.7. Elektronların örgü ile etkileşmesi ve Cooper çifti oluşumu	14
Şekil 2.8. İdeal perovskit yapı	17
Şekil 2.9. LBCO bileşiğinin kristal örgüsü	18
Şekil 2.10. BSCCO süperiletken sisteminin tetragonal formda kristal yapısı, $n=1$, $n=2$ ve $n=3$ (soldan sağa).	19
Şekil 2.11. $Tl_mBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{(2n+1)+m}$ süperiletken sisteminin tetragonal formda kristal yapıları.	22
Şekil 2.12. Hg-1201, Hg-1212 ve Hg-1223 yapılarının (soldan-sağa doğru) birim hücreleri	23

Şekil 2.13. 4 farklı kategoride FeAs- tabanlı sistemlerin kristal yapısı (a) 1111,	
(b) 122, (c)111, (d) 11	25
Şekil 2.14. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{C}_7$ nin direnç sıcaklık grafiği	27
Şekil 2.15. YBCO sistemin ortorombik (süperiletken) ve tetragonal (yalıtkan) kristal yapısı.	28
Şekil 2.16. YBCO süperiletkenin kristal yapısı.	29
Şekil 2.17. (a) Bakır oksit süperiletkenlerde bulunan Cu-O koordinasyon çok yüzölçümü, (b) Cu^{2+} için elektron konfigürasyonu, (c) Bakır oksit süperiletkenlerde enerji durumlarının şematik gösterimi, (d) Bakır tabanlı süperiletkenlerde elektron etkileşiminden dolayı $dx^2 - y^2$ bandının ayrılması	34
Şekil 2.18. (a) Köşelerindeki oksijeni paylaşan CuO_4 karelerinden meydana gelen CuO_2 düzlemleri, (b) Bakır oksit süperiletkenlerdeki elektronik tabakaların şematik gösterimi	35
Şekil 2.19. Bakır oksit süperiletkenler için genel elektronik faz diyagramı	36
Şekil 2.20. MgB_2 süperiletkeninin kristal yapısı	41
Şekil 2.21. İzotopik olarak etki edilmiş B numuneleri için nispi manyetizasyona karşı sıcaklık Mg izotop etkisini gösterir.	43
Şekil 2.22. Nokta temas spektroskopisi (PCS), yüksek çözünürlüklü fotoemisyon spektroskopisi HRPS), taramalı tünelleme spektroskopisi (STS), tünelleme (T), uzak kızılötesi iletim (FIRT), Raman spektroskopisi (RS) ile elde edilen sıcaklığa enerji açığı bağımlılığı deneyler.	44
Şekil 2.23. MgB_2 'de süperiletken enerji aralığının sıcaklık bağımlılığı	45
Şekil 2.24. MgB_2 tek kristaller, tel ve tozlar için üst kritik alan anizotropisinin sıcaklık bağımlılığı	49
Şekil 2.25. Farklı konfigürasyonlarda MgB_2 için sıcaklık T'ye karşı üst kritik alan H_{c2} : yığın,tek kristaller, teller ve filmler	50
Şekil 2.26. Farklı konfigürasyonlarda MgB_2 için düşük sıcaklıklarda en yüksek değerlere	51

Şekil 2.27. MgB_2 tekli kristaller için $H_{c2}(T)$	51
Şekil 2.28. MgB_2 yığını için sıcaklığa karşı üst kritik alan	52
Şekil 2.29 MgB_2 tekli kristaller için $H_{c2}(T)$ bağımlılığı	53
Şekil 2.30 MgB_2 tekli kristaller için $H_{c2}(T)$ bağımlılığı	54
Şekil 2.31 MgB_2 tozları için manyetik alana karşı kritik akım yoğunlukları. Nb-Ti ve Nb_3Sn için 4,2 K'deki veriler karşılaştırma için gösterilmektedir.	55
Şekil 4.1. $m=5$ değerinde MgB_2 superiletkenin öz direncinin sıcaklığa bağımlılığı	63
Şekil 4.2. $m=4$ değerinde MgB_2 superiletkenin öz direncinin sıcaklığa bağımlılığı	64
Şekil 4.3. $m=3.5$ değerinde MgB_2 superiletken öz direncinin sıcaklığa bağımlılığı	65
Şekil 4.4. $m=4.5$ değerinde MgB_2 superiletken öz direncinin sıcaklığa bağımlılığı	66

TABLÖLER LİSTESİ

S

Tablo 2.1. Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemindeki fazlar	20
Tablo 2.2. Talyum tabanlı bazı süperiletkenlerin kristalografik yapıları ve kritik sıcaklıkları	21
Tablo 2.3. Bazı civa tabanlı süperiletkenlerin kritik sıcaklık değerleri	24
Tablo 2.4. Yttriyum bazlı süperiletkenlere ait bazı özellikler	26
Tablo 2.5 MgB ₂ 'de bağ uzunluk değerleri	41
Tablo 2.6 Yönlendirilmiş tozlar, ince filmler, tek kristaller ve gelişmiş güzel yönlendirilmiş tozların deney sonuçlarından elde edilen üst kritik alan ve eş uyum uzunluğunun anizotropisi	47
Tablo 2.7 MgB ₂ 'nin süperiletkenlik parametreleri	56
Tablo 4.1 BG fonksiyonunun karşılaştırmalı değerleri	68
Tablo 4.2 Genel BG işlevinin değerleri $J_m \left(\frac{T}{\theta_D} \right)$	69

MgB₂ SÜPERİLETKEN MALZEMESİNDE TAM VE TAM OLMAYAN GÜÇ ENDEKSİ İÇİN ÖZDİRENÇ DEĞERLERİNİN BLOCH-GRUNEISEN YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

ÖZET

Bu tez çalışmasında MgB₂ malzemesinde özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi binomial açılım teoremi kullanılarak Bloch-Gruneisen fonksiyonunun analitik ifadeleri ile incelendi.

Tez çalışmasında süperiletkenliğin keşfi ve tarihçesine yer verilmiştir. Ayrıca tezin kurumsal temelleri için gerekli temel bilgiler, kavramlar ve açıklamalara yer verilmiştir.

Tezde katılar için özdirencin sıcaklığa bağlılığını veren genel ifadesi Bloch-Gruneisen(BG) fonksiyonu ile ifade edilmiştir. Genelleştirilmiş BG fonksiyonlarının hesaplanmasında, tamamlanmamış gamma fonksiyonunun uygun formülleri seçilmiştir. Genelleştirilmiş Bloch-Gruneisen fonksiyonu için elde edilen analitik bağıntılar doğrultusunda Mathematica programlama dilinde program oluşturuldu. Çalışmada, m 'nin kesirli ve tamsayı değerleri için genelleştirilmiş BG fonksiyonundan elde edilmiş analitik bağıntının MgB₂için uygulamaları yapılmış ve MgB₂bileşiği için farklı sıcaklıklarda özdirenc değerleri hesaplanmıştır.

Anahtar Kelimeler :Bloch-Gruneisen, Direnç, Kritik Sıcaklık,Elektriksel Özdirenc, MgB₂, Yüksek Sıcaklı Süperiletkenler

INVESTIGATION OF RESISTIVITY VALUES FOR TOTAL AND INCOMPLETE STRENGTH INDEX OF MgB_2 SUPERCONDUCTOR MATERIAL BY BLOCH-GRUNEISEN METHOD

SUMMARY

In this thesis, the temperature-dependent change of resistivity in MgB_2 material was investigated by analytical expressions of the Bloch-Gruneisen function using the binomial expansion theorem.

The discovery and history of superconductivity are included in the thesis. In addition, the basic information, concepts and explanations required for the institutional foundations of the thesis are included.

In the thesis, the general expression of resistivity for solids, which gives the dependence on temperature, is expressed by the Bloch-Gruneisen (BG) function. In the calculation of the generalized BG functions, the appropriate formulas of the incomplete gamma function are chosen. The program was created in Mathematica programming language in line with the analytical relations obtained for the generalized Bloch-Gruneisen function. In the study, the applications of the analytical relation obtained from the generalized BG function for the fractional and integer values of m were made for MgB_2 and the resistivity values for the compound MgB_2 at different temperatures were calculated.

Keywords : Bloch-Gruneisen, Resistance, Critical Temperature, Electrical Resistivity, MgB_2 , High Temperature Superconductivity

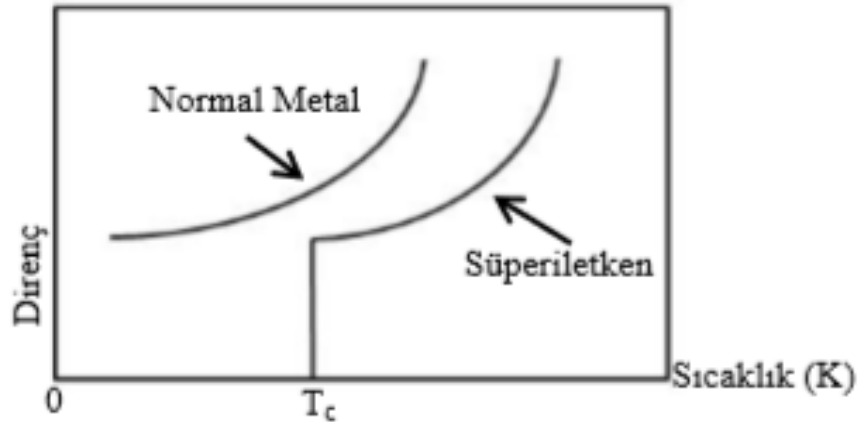
BÖLÜM 1. GİRİŞ

Elektrik akımı maddeler içinde hareket ederken, madde elektrik akımına karşı zorluk gösterir. Bu zorluğa direnç denir. Direnç değeri maddeler arasında değişiklik gösterebilir. Elektrik akımı madde üzerinde hareket ederken maddenin sahip olduğu dirençten dolayı ortama ısı enerjisi yayılır. Isı enerjisi elektrik akımı ve direnç ile orantılıdır.

Maddeler, elektrik akımı iletme özelliklerine göre sınıflandırılır. Elektrik akımının serbestçe hareket ettiği maddelere iletken, elektrik akımının serbestçe hareket edemedikleri maddelere yalıtkan denir. Normal durumda yalıtkan halde bulunan bazı maddeler ise belli bir özellikler ve şartlar sağlandığında yarıiletken durumuna geçiş yapabilir. Bazı maddelerde ise elektrik akımı esnasında hiçbir zorlukla karşılaşmaz ve madde sıfır dirence sahip olur. Bu tür maddelere süperiletken madde adı verilir.

Maddenin süperiletken durumuna geçmesi için kritik sıcaklık denilen bir sıcaklığın altına soğutulması gerekir ve bu sıcaklığın altında yük taşıyıcısı olan elektronlar enerjilerini ısıya çevirmeden dirençleri sıfıra düşer. Kritik sıcaklık altına indirilen süperiletken madde içerisinde elektrik akımına karşı sıfır direnç gösterir. Elektrik akımının sıradan iletkenlerde dirençten doğan ve ısı olarak dağılan enerji kaybını engelleme imkanı verir.

Kristal örgü içerisinde hareket eden elektronlar, örgü içerisinde bulunan kusurlar, safsızlıklar ve örgü atomları ile etkileşime girerler. Elektronlar bu etkileşimler sonunda, yönlerini değiştirerek rastgele hareket ederler. Bunun sonucunda bir miktar enerji kaybeder ve bu durum ısı enerjisi açığa çıkmasına neden olur. Süperiletken içerisinde elektron davranışı farklılık göstermektedir. Kristal örgü içerisinde safsızlık ve kusurlar bulunmaktadır. Buna rağmen elektron örgü içerisinde bir engelleme olmadan hareket edebilirler. Bu sayede sürtünme meydana gelmeyecek, akım ve enerji kaybolamayacaktır.



Şekil 1.1 Normal metal ve süperiletkenin direnç-sıcaklık eğrisi.

Süperiletkenlik adı verilen bu durumda kritik bir sıcaklık civarında madde normal elektrik direncine sahip bir fazdan sıfır direnç durumunu gösteren süperiletkenlik fazına geçiş yapar.(iman hoca) Ancak burada faz durumu süperiletken maddenin tamamı için geçerli değildir.

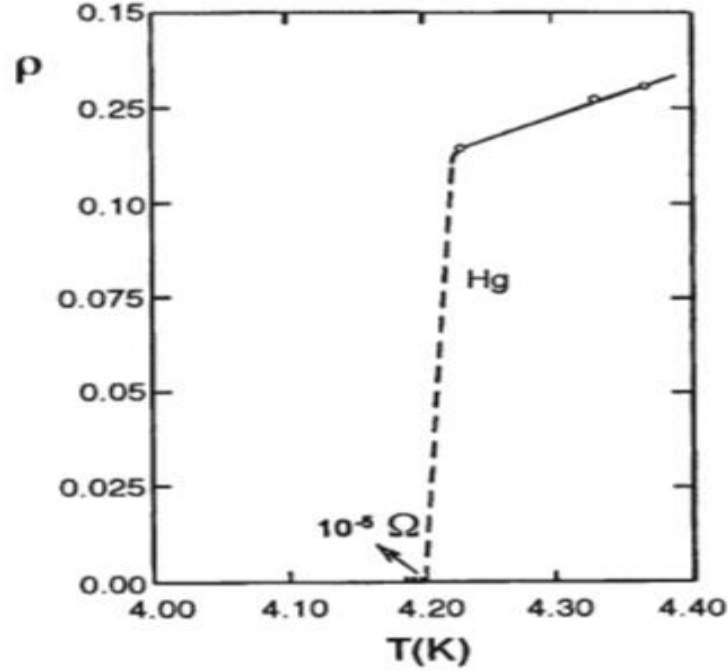
Sıfır direncine ek olarak süperiletken bir malzeme, aynı zamanda kusursuz diamanyetik özellik gösterir. Bu durumda süperiletken içerisinde manyetik alan sıfır olur.

Süperiletkenlikte üç önemli faktör vardır. Bunlar; kritik sıcaklık (T_c), kritik manyetik alan (H_c), kritik akım yoğunluğudur (J_c). Bu değişkenler birbirlerini etkilemektedir. Süperiletkenlik durumun sürdürülebilmesi için bu değerlerin kritik değerlerinin altında olması gerekmektedir.

1.1. Süperiletkenliğin Keşfi ve Kısa Tarihçesi

H. Kamerlingh Onnes düşük sıcaklık fizik laboratuvarında 1908 yılında helyumu sıvılaştırmıştır. Bundan üç yıl sonra 1911 yılında 4.2 K de cıvanın direncinin sıfıra düştüğünü keşfetmiştir (Cyrot ve Pavuna, 1992). 1913 yılında ise kurşun elementinin 7.2 K de süperiletkenliğe geçtiğini keşfetmiştir (Poole vd, 2007). Oluşan bu yeni durumu H. Kammerlingh Onnes mükemmel iletkenlik anlamına gelen "süperiletkenlik" olarak adlandırmıştır. H. Kammerling Onnes' e helyumu

sıvılaştırması ve maddelerin düşük sıcaklıkları üzerine yaptığı çalışmalardan dolayı "1913 Nobel Fizik Ödülü" verilmiştir.



Şekil 1.2 1911'de süper iletkenlik keşfi, elektriksel direnci ρ ' nun kaybolması. (Kamerling Onnes'in)

Meissner ve Ochsenfeld 1933 yılında manyetik alan içindeki bir süperiletken geçiş sıcaklığının altına kadar soğutulduğunda süperiletken malzeme içinde her noktada manyetik alanın sıfır olduğunu yani süperiletken maddenin manyetik akıyı dışladığını keşfettiler (1933, W.Meissner ,R.Oschsenfeld).

1935 yılında London kardeşler süperiletkenliğin elektrodinamik özelliklerini açıklayan London teorisi ortaya çıkardı (London ve London, 1935). London teorisi ilk makroskopik teori olmuştur. Süperiletkenlikle ilgili düzen parametresinin tanımı ve London denklemleri için bir türetme 1950 yılında Landau ve Ginzburg tarafından ortaya konuldu. Bunların ikisi de makroskopik teorilerdir (Schrieffer ve Tinkham, 1999). Ginzburg-Landau teorisi ikinci dereceden faz geçişi yapan bir sistemin termodinamiğini inceler. Abrikosov, Ginzburg-Landau teorisini alaşımları uygulayarak II.tip süperiletkenler için bir model önerdi (Abrikosov, 1957).

Süperiletkenliğin doğası mikroskopik teori olarak, J. Bardeen, L. Cooper ve J. R. Schrieffer tarafından 1957 yılında keşfedilen BCS teorisine temeline dayanır. Bu

teori, süper akımları taşıyan birbirine bağlı “Cooper çiftleri” olarak adlandırılan elektron çiftlerinin oluşumuyla ve süperiletken durumda dengede olan bir enerji aralığıyla ilgilidir (Bardeen vd., 1957). BCS süperiletkenlik teorisi J.Bardeen, L.Cooper ve J.R.Schrieffer’e Nobel Fizik Ödülünü kazandırmıştır. Bu yıllarda Abrikosov’ un karışık durumu ortaya çıkarması ile süperiletkenler 1. Tip süperiletken ve 2. tip süperiletken olmak üzere iki farklı kategoriye ayrılmıştır.

1961Cooper Çiftleri’nin varlığına işaret eden, $\Phi_0=h/(2|e|)$ birimlerde kuantumlanmış akının deneysel olarak doğrulanması(Beane, 1962).

1962B. D. Josephson tarafından, Cooper Çiftleri’nin ince yalıtkan bir oksit tabakasından tünellemesinin teorik olarak öngürülmesi

1974Püskürtme (Sputtering) ile elde edilen Nb₃Ge filmlerinde 23.2 K rekor kritik sıcaklığın elde edilmesi (Poole vd., 1988).

1986J. G. Bednorz ve K. A. Müller tarafından La-Ba-Cu-O sisteminde 30 K sıcaklıkta süperiletkenliğin keşfedilmesi (Bednorz ve Müller, 1986).

198792 K’de süperiletken özellik gösteren YBa₂Cu₃O_{7-δ}’nın keşfi (Whu vd, 1987).

1993135 K kritik sıcaklığa sahip HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+δ} süperiletkeninin keşfi (Putlin vd., 1993; Schilling vd., 1993; Gao vd., 1994).

2001J. Akimitsu ve arkadaşları tarafından kritik sıcaklığı 40 K olan ve oksit bir bileşik olmayan Magnezyum Diboride (MgB₂) keşfedildi (Akimitsu ve ark. 2001).

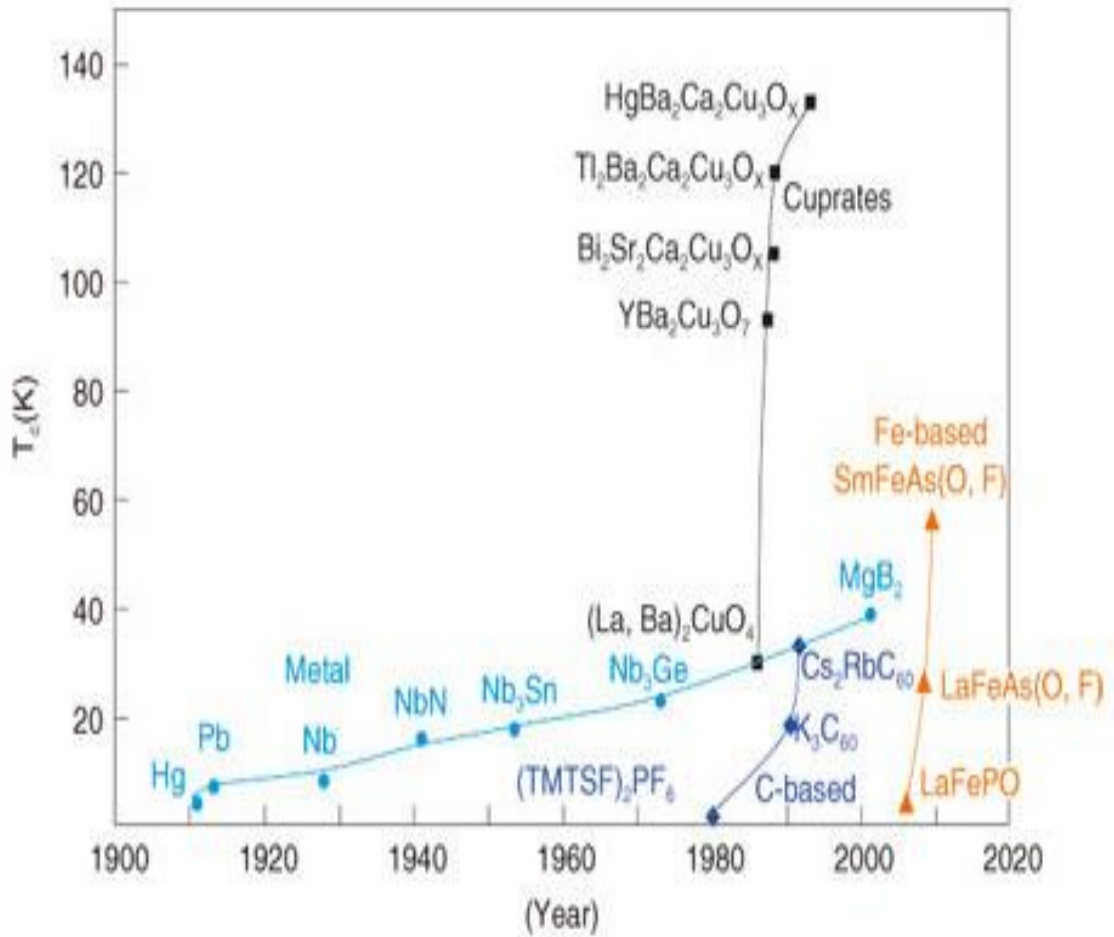
2006yılında LaOFeAs bileşiğinin T_c değeri 3.5K ‘de süperiletken özellik gösterdiği bulunmuştur. Kamihara ve arkadaşları bu bileşiğin LaO_{1-x}F_xFeAs şeklindeki bir kompozisyonu için 26 K sıcaklık değerinde süperiletken geçişi gösterdiğini keşfetmiştir (Kamihara ve ark. 2006).

2008yılında bir grup Japon araştırmacı LaFeAsOF bileşiğinin 26 K de süperiletkene geçtiğini gözlemlemiştir.

Süperiletkenlerle ilgili yapılan çalışmalar süperiletkenliği tam manasıyla anlamak için hızla devam etmektedir ve bu alandaki çalışmaların yoğunluğu süperiletkenliğin hızla gelişen bir alan olduğunu göstermektedir.

2015'te de hidrojen sülfürün 203 Kelvin'den aşağıda süperiletkenlik gösterdiği keşfedildi ancak bu durum yalnızca yüksek basınçta gerçekleşiyordu.

Son olarak Şekil 1.3'de kronolojisi gösterilen süperiletkenlik bu güne kadar toplamda 7 kez Nobel ödülüne layık görüldü. Günümüzde süperiletkenlik mühendislik alanında kısmen olsada kullanılmaya başlanmıştır.



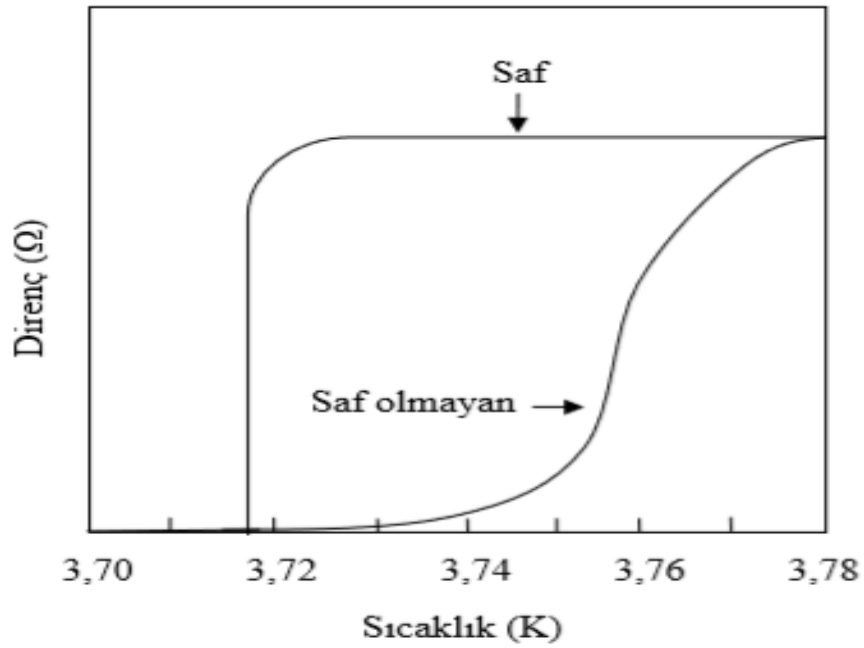
Şekil 1.3 Süperiletkenlik kronolojisi

BÖLÜM 2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1 SÜPERİLETKENLERİN TEMEL ÖZELLİKLERİ

2.1.1 Kritik Geçiş Sıcaklığı, T_c

Süperiletken maddenin direncinin sıfır olduğu yani direncinin yok olduğu sıcaklığa “kritik sıcaklık” denir. Kritik sıcaklık T_c şeklinde gösterilir ve kritik sıcaklık değeri her madde için farklı bir değere sahiptir. Örneğin; Hg için $T_c = 4.2$ K, Nb için $T_c = 9.3$ K, Ta için $T_c = 4.5$ K, Nb_3Ge için $T_c = 23$ K değerlerindedir. Ancak, numunenin safsızlık veya kristal kusurları oldukça fazla ise normal durumdan süperiletken duruma geçerken, kritik sıcaklığı geçişi keskin olmayıp oldukça geniştir.



Şekil 2.1 Kalayın süperiletken geçişi (Rose-Innes ve Rhoderick, 1980).

2.1.2. Kritik Manyetik Alan, H_c

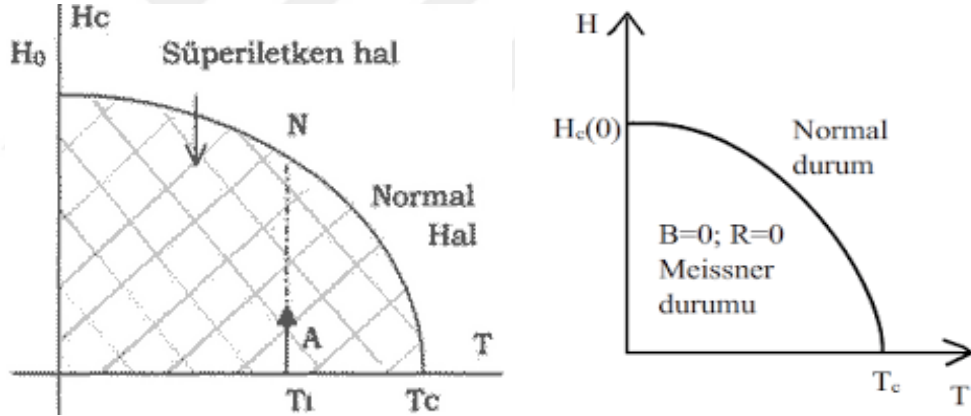
Süperiletken geçiş özelliğini belirleyen bir başka temel özellik de kritik manyetik alandır. Kritik sıcaklıkta, süperiletken bileşikler bu değerin üzerinde normal direnç, altında ise sıfır direnç özellik gösterir. Bu durum kritik manyetik alan içinde de

geçerlidir. Süperiletken durumdaki bir malzemeye dış bir manyetik alan uygulandığında, alanın belli bir değerine kadar süperiletkenlik durum korunurken, yeteri kadar yüksek manyetik alan uygulandığında süperiletkenlik özelliği kaybedebilir ve normal durum ortaya çıkabilir. Süperiletkenliği bozan ve sıcaklığın bir fonksiyonu olan bu alan, kritik manyetik alan Süperiletkenin kritik manyetik alanı maddenin cinsine bağlıdır.

Süperiletken bir maddenin sıcaklığa bağlı olarak kritik manyetik alanını veren bağıntısı;

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

Burada $H_c(0)$, kritik manyetik alanın mutlak sifıra ekstrapole edilmiş değeridir. Şekil 2.2. de I. ve II. tip süperiletkenlerin sıcaklığa bağlı kritik manyetik alan değişimi verilmiştir.

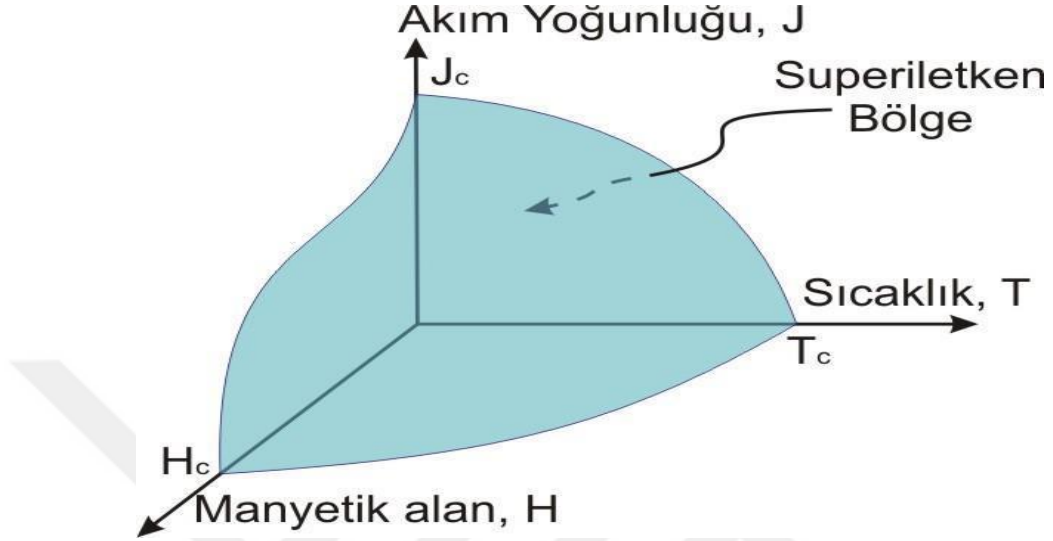


Şekil 2.2I. ve II. Tip süperiletkenlerin $H_c(0)$ sıcaklıkla değişimi

2.1.3. Kritik Akım Yoğunluğu, J_c

Süperiletken durumdaki bir malzemeye bir doğru akım(dc) uygulandığında belirli bir akım değerine ulaşıldığında malzeme süperiletkenliğini yitirebilir. İşte bir süperiletken malzemenin süperiletken durumdayken taşıyabileceği maksimum akım değeri kritik akım yoğunluğu olarak adlandırılır ve J_c şeklinde gösterilir. J_c değerinin yukarısında dc akımı Cooper çiftlerini bozar ve bu durumda süperiletken durum yok

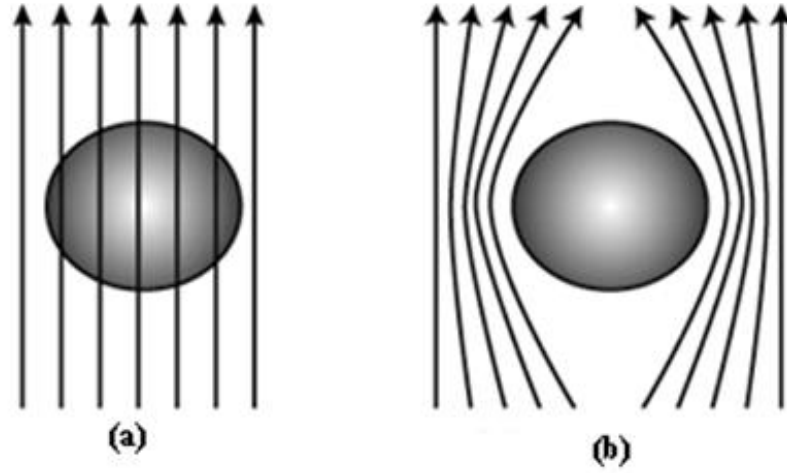
olur. Başka bir açıklama ile J_c cooper çiftlerinin bozulduğu minimum akımdır. Bu yüzden herhangi bir süperiletken bir dc kritik akım yoğunluğu ile karakterize edilir.



Şekil 2.3 T_c , H_c ve J_c arasındaki ilişkiyi gösteren faz diyagramı

2.1.4. Meissner Etkisi

Meissner ve Ochrenfeld (1933) tarafından ilk kez gözlenen bu olayda, manyetik alan içindeki bir süperiletken geçiş sıcaklığının altına kadar soğutulduğunda, manyetik alan çizgileri dışarı atılmıştır. Süperiletkenin ideal bir diamanyetik gibi davrandığı gözlenmiştir. Meissner olayı olarak bilinen bu olay, süperiletken malzemenin içindeki manyetik alanın daima sıfır olacağını söylemektedir. Şekil 2.4’de süperiletken durumundaki numunenin normal iletken durumu ve Meissner etkisi gösterilmiştir.



Şekil 2.4 Meissner etkisi. Süperiletkene dönüşen bir metalin içindeki ve etrafındaki manyetik alan kuvveti a) Uygulanan manyetik alan H_c (kritik manyetik alan) alanından daha büyük olduğunda. b) Örnek T_c (kritik geçiş sıcaklığı) sıcaklığının altına soğutulduğunda, metal süperiletken olur ve manyetik alan tamamen dışlanır ve süperiletken içinde manyetik alan sıfırdır.

2.1.5. Nüfuz Derinliği (λ)

Süperiletkenler mükemmel diamanyetizma olması nedeniyle akım süperiletken içinden geçmez fakat diğer yandan da akım tamamen yüzeyle sınırlandırılmaz. Süperiletken malzemelerin belli değere kadar uygulanan dış alanı dışarılayarak iç akısını sıfır yapmasından diamanyetik özelliği anlaşılabilir. Akının sıfır olmasına neden olan, süperiletken malzemenin yüzeyinden akan süper akımlardır. Gerçekte bu akım tam da yüzeyden akmaz, tersine akım yüzeyden malzemeye nüfuz ederek dağılır. Uygulana manyetik alan, hemen sınır yüzeyinde sıfıra düşmez ve perdeleme akımlarını içinden aktığı tabakanın kalınlığı kadar eşit uzaklıkta azalarak sıfıra düşer. Uygulanan manyetik alanın malzemenin yüzeyine paralel gönderildiği kabul edilirse,

B_0 ; uygulanan manyetik alanın tam yüzeydeki değeri,

x ; malzeme yüzeyinden içine doğru olan uzaklık

λ ; nüfuz derinliği olmak üzere

$$B(x) = B_0 e^{-x/\lambda}$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada görüldüğü gibi manyetik alının süperiletken malzemenin içine üstel olarak azalıp girdiği görülmektedir.

Nüfuz derinliği değeri sabit değildir, sıcaklığa ve malzemenin cinsine bağlıdır. Mutlak sıcaklıktaki nüfuz derinliği λ_0 olmak üzere, nüfuz derinliği sıcaklıkla

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

bağlantısına göre değişmektedir. Nüfuz derinliği, düşük sıcaklıklarda hemen hemen sıcaklıktan bağımsız olup, sıcaklık kritik sıcaklığa (T_c) doğru yaklaştıkça sonsuza gider. Sıcaklık kritik sıcaklığa ulaştığında, manyetik alan malzeme içine kayıpsız girer. Çünkü sıcaklık kritik sıcaklığın üstüne çıktığında malzeme normal duruma geçer.

2.1.6. Eş Uyum Uzunluğu(ζ)

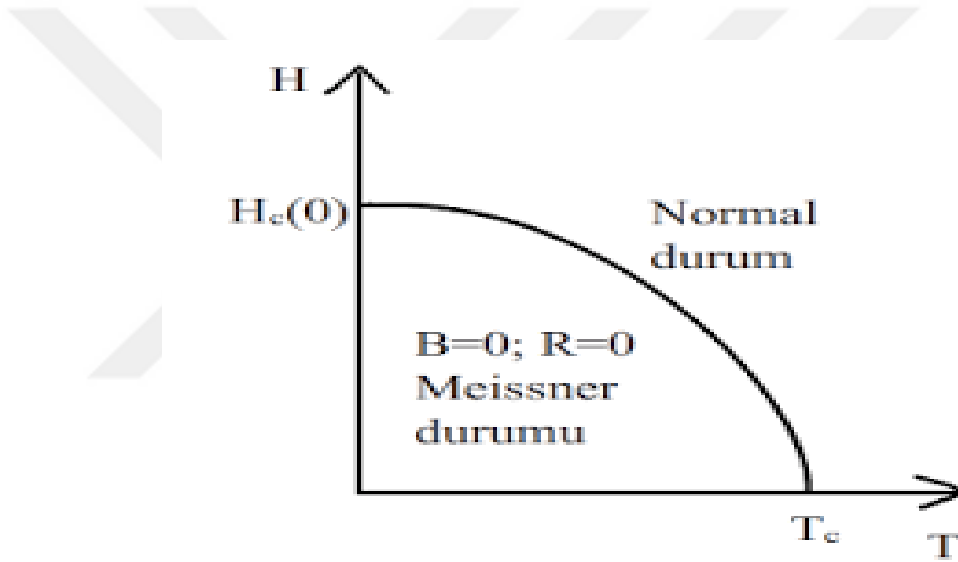
Bir numunenin süperiletken olup olmadığını belirlemek için kullanılan en temel öğelerden biridir. Eş uyum uzunluğu, üzerinde süperiletkenliğin var olabildiği veya yok edilebildiği en küçük boyut olarak bilinir. Eş uyum uzunluğu ζ ile gösterilmektedir.

Bir numunenin eş uyum uzunluğu normal ve süperiletken fazlar arasındaki bir seviyenin minimum genişliğinin bir ölçüsüdür. Eş uyum uzunluğu numunenin saflığa bağlıdır. Bir numunenin eş uyum uzunluğu ne kadar büyükse süperiletkenlik o kadar fazladır.

2.1.7. I. Ve II. Tip Süperiletkenler

Süperiletken malzemeler, uygulanan dış manyetik alana karşı gösterdikleri davranıştan dolayı iki sınıfa ayrılırlar. Saf metaller, genellikle I. tip süperiletken özellik gösterirler ve süperiletkenliğe geçiş eğrileri keskindir. Alaşımlar ve geçiş metalleri ise II. tip süperiletken özellik göstermektedirler. I. Tip ve II. tip metalik süperiletkenlerdeki mekanizmalarda çok fazla farklılık yoktur. I. Tip ve II. Tip süperiletkenler sıfır manyetik alanda süperiletken/normal geçişine benzer özellikler göstermektedir. Ancak süperiletkenler üzerine Meissner etkisi tamamen farklıdır. I. Tip süperiletkenlerde manyetik alanın dışarlanması indüksiyon hareketiyle meydana

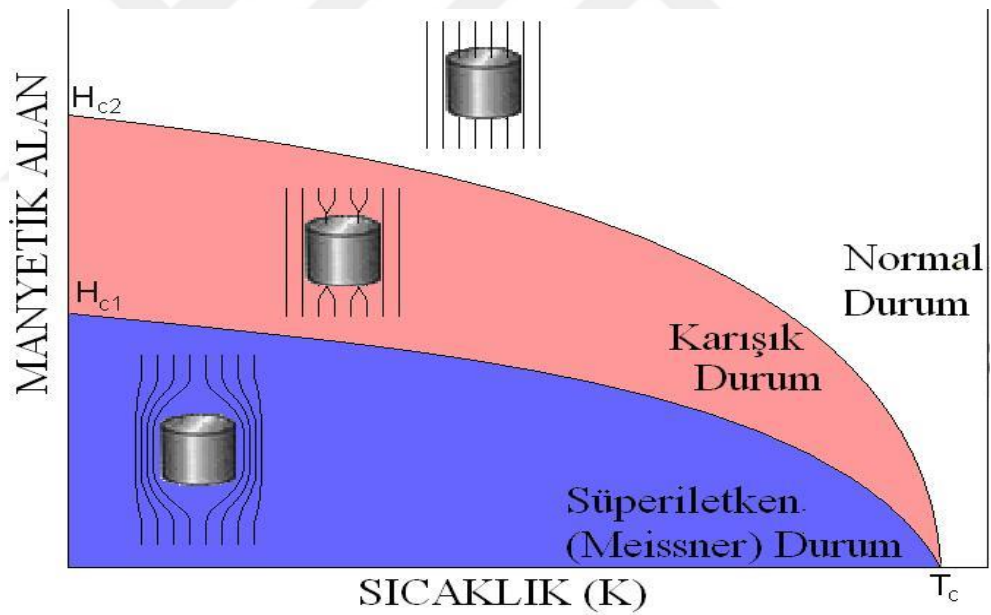
gelen yüzey akımlarından kaynaklanmaktadır. Bu süperiletkenler üzerlerine uygulanan manyetik alanı dışarıda tutar. Fakat süperiletkene kritik manyetik alan değerinde bir manyetik alan uygulanırsa manyetik alanın tümü içeriye girer ve süperiletken malzeme normal hale geçer. Yine benzer şekilde I. Tip süperiletkenlerde kritik manyetik alan değerine kadar mıknatıslık özelliği negatif yönde hemen hemen lineer olarak artar, ancak kritik manyetik alan değerinde keskin bir şekilde düşerek neredeyse sıfır olur. I. Tip süperiletkenlerle normal-süperiletken arasındaki geçişler keskindir ve I. Tip süperiletkenlerin kritik manyetik alan değerleri ' B_c ' çok düşük olduğundan süperiletken malzeme mıknatıs yapımına uygun değildir.



Şekil 2.5 I. tip süperiletkenler için manyetik alana bağlı manyetizasyon değişimi.

II. tip süperiletkenler ' B_c ' ilk kritik manyetik alan değerine kadar I. Tip süperiletkenlerin özelliğini gösterirler. Bu kritik manyetik alan değerine alt kritik manyetik alan denir. Bu değerın üstünde uygulanan alanlarda alanın bir kısmı dışlanmakta diğer bir kısmı da malzemeye nüfuz edebilmektedir (karışık durum) ve bu durumda dahi malzeme süperiletkenlik özelliği göstermeye devam eder. Ancak malzeme üst kritik manyetik alan değerine ulaştığında ise manyetik alan tümüyle malzemenin içine girer ve malzemenin süperiletkenlik özelliği yok olur. II. Tip süperiletkenler düşük B_{c1} ve yüksek B_{c2} değerlerine sahiptirler.

I. Tip ve II. Tip süperiletkenler arasındaki önemli bir farklardan biri de, normal durumda iletim elektronlarının ortalama serbest yollarının farklılık göstermesidir. Çünkü ortalama serbest yolun büyüklüğü süperiletken malzemenin tipinin belirlenmesinde kullanılan nüfuz derinliği ve koherens uzunluğunu belirlemektedir. I. Tip süperiletkenler için koherens uzunluğu sızma derinliğinden büyük değildir ki bu durum süperiletkenden normale geçişte pozitif ara yüzey enerjisinin oluşmasına neden olur. I. Tip süperiletkenlerde ise bu durum I. Tip süperiletkenlerinkinin tam tersi şeklinde oluşmaktadır. Sızma derinliği koherens uzunluğundan daha büyük olmaktadır ve böylece süperiletkende girdaplara ve süperiletkenin normale geçişinde negatif ara yüzey enerjisinin oluşmasına neden olur. Yüksek kritik manyetik alan değerine sahip olduklarından dolayı II. Tip süperiletkenler mıknatıs yapımı gibi teknolojik uygulamalarda daha çok kullanılmaktadır.



Şekil 2.6 Manyetik alana bağlı manyetizasyon değişimi II. tip süperiletkenler için değişimi.

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

$$K = \lambda / \zeta$$

şeklinde ifade edilen eşitlik yardımıyla da bulabiliriz. Bu eşitlikteki GinzburgLandau parametresi olarak adlandırılır. Eşitlikteki λ sızma derinliği ve ζ eş uyum uzunluğunu ifade etmektedir. Bu eşitlik süperiletken malzemeleri karakterize eden önemli bir eşitliktir. Sıcaklık kritik sıcaklığa yakın olduğunda bu boyutsuz oran yaklaşık olarak sıcaklıktan bağımsızdır ve bize iki tip süperiletken arasındaki farkı verir. Buna göre;

$K < 1 / \sqrt{2}$ ise malzeme I. tip eğer;

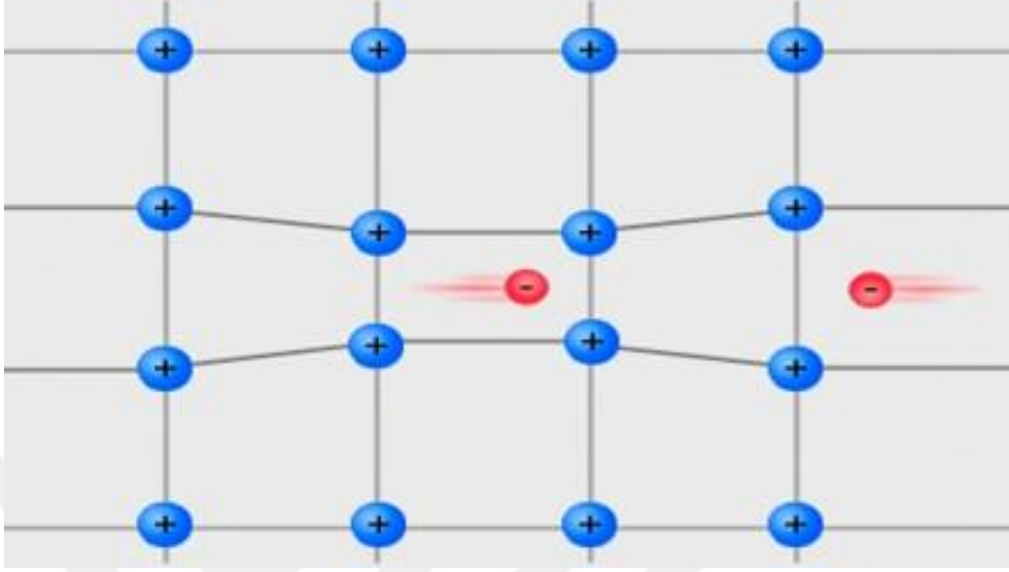
$K > 1 / \sqrt{2}$ ise malzeme II. tip süperiletkendir.

2.1.8. BCS Teorisi

BCS teorisi, süperiletkenliğin ilk mikroskopik teorisidir ve 1957 yılında John Bardeen, Leon Cooper ve Robert Schriffer tarafından kurulmuştur. Bu teori süperiletkenlerin değişik özelliklerinin anlaşılmasında etkili olmuştur.

Bu teorinin ana teması, aralarında bir tür çekici etkileşme bulunan iki elektronun Cooper çiftleri olarak bilinen bağlı durumlar oluşturmalarıdır. Elektronların benzer yüke sahip olmalarından dolayı birbirlerini itmeleri gerektiğinden bu anlayış zıt gelebilir. Ancak bir örgü noktası civarından geçen elektronun anlık olarak neden olduğu örgü bozuklukları, iki elektron arasında net bir çekici etkileşme elde edilmesine neden olabilir. Bu noktayı açıklamak için, Şekil 2.7’de birinci elektronun pozitif örgü iyonları arasındaki hareketinden bir an gösterilmektedir. Bu o civardaki iyonların elektrona doğru hareketine neden olur. Bu da o bölgedeki pozitif yük yoğunluğunun az bir miktarda artması sonucunu doğurur. Pozitif iyon denge konumuna dönme şansını elde etmeden, o civardan geçen başka bir elektron bozulmaya uğramış pozitif yüklü bölgeye doğru çekilir. Burada net etki, pozitif iyon aracılığı ile, iki elektron arasında çekici bir kuvvet ortaya çıkmasıdır. Cooper çiftini oluşturan neden, iki elektron arasındaki çekici bir elektron-örgü-elektron etkileşmesidir. Burada kristal örgü, çekici kuvvetin oluşması için aracı görevini

yapmaktadır. Kuantumlanmış örgü titreşimlerine fonon adı verildiğinden, bu olaya fonon aracılığı mekanizması adın verilmektedir.



Şekil 2.7 Elektronların örgü ile etkileşmesi ve Cooper çifti oluşumu

Oluşan elektron çiftinin net bir momenti ve spini yoktur. Çünkü çifti oluşturan iki elektronda eşit ve zıt, momentuma ve spine sahiptir. Cooper çiftlerini bu özelliklerinden dolayı dalga fonksiyonları küresel simetriye sahiptir. Bu durumda çiftler en düşük enerjiye sahiptir. Cooper çiftlerinin spin sıfır olduğundan bozonlar gibi davranırlar ve hepsi aynı kuantum durumunda bulunabilir. BCS teorisinde taban durum, tüm elektronlar bağlı çiftler oluşturacak şekilde kurulur. Etkin olarak, tüm çiftler sıfır momentumlu aynı kuantum durumuna kilitlenmişlerdir.

BCS teorisi, sıfır direnç ve akı dışarlanması gibi belirgin süperiletkenlik özelliklerinin açıklanmasında başarılı olmuştur. BCS teorisini özetlersek;

- Elektronlar arasında meydana gelen çekici etkileşme, uyarılmış durumlardan bir enerji aralığı ile ayrılmış taban durumuna yol açar. Kritik alan, ısısal özellikler ve manyetik özelliklerin büyük bir kısmı bu enerji aralığının sonucudur.
- Elektron-örgü-elektron etkileşmesi bir enerji aralığına yol açar.
- Nüfuz derinliği ve eş uyum uzunluğu BCS teorisinin doğal bir sonucu olarak ortaya çıkar.

- Bir element veya bir alaşım için geçiş sıcaklığı temelde şu iki büyüklüğe bağlıdır. Birincisi; bir spin durumu için Fermi düzeyindeki elektron yörüngeleri yoğunluğu, ikincisi; elektron örgü etkileşmesidir.
- Süperiletken içindeki manyetik akı kuantumlamış olur ve buna neden olan etkin yük değeri e değil $2e$ ’ dir. $2e$ teorisinin bir sonucu olarak BCS taban durumu elektron çiftleri tarafından oluşturulur.

2.1.9. Josephson Etkisi

Süperiletkenlerde enerji aralığı, tek parçacık tnellenmesi deneyleri ile çok duyarlıklı olarak ölçülebilir. Bu yöntem ilk defa 1960 yılında Giaver tarafından normal elektronlarla ilgili yayınlanmıştır. Tünelleme, kuantum mekaniksel bir olay olup, bir parçacığın potansiyel engelini aşacak kadar enerji olmasa bile, engelden nüfuz etme yolu ile geçmesi olayıdır. İki metal bir yalıtkanla ayrıldığında, bu yalıtkan, elektronların iki metal arasındaki hareketine karşı bir engel oluşturur. Bu yalıtkan, mesela 2 nm gibi yeterince ince ise, elektronların bir metalden diğerine tünelleme olasılığı vardır. Bu olayı 1961 yılında Brian Josephson, tek parçacık tnellenmesine, ek olarak Cooper çiftlerinin de tnellenebileceği fikrini ortaya attı. Josephson, çiftlerin hiçbir dirençle karşılaşmadam tnellenerek bir de akımı oluşturacağını ngrmştr. Üstelik bu akım hiçbir gerilim farkı uygulanmadan da vardır. Josephson ayrıca, ekleme bir dc gerilimi uygulandığında; ikinci bir olay olarak bir ac akımının ortaya çıkacağını ngrmştr.

Tünelleme olayında, enerji korunmalıdır ve tünelleme olayının gerçekleşmesi için süperiletkenler arasındaki uzaklık çok fazla olmamalıdır. Bu uzaklık eş uyum uzunluğu civarında olmalıdır.

2. 2. YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİ

1911 yılında Onnes’in cıvanın düşük sıcaklıkta süperiletkenliği keşfinden sonra çalışmalar bu yönde hızlandı. Bu alışmalar sonucunda farklı türde süperiletken özelliği gösteren maddeler bulundu. 1986 yılına kadar bulunan süperiletken türler düşük sıcaklıkta kabul edildiler. Ancak 1986 yılından itibaren J. Bednorz ve K.A. Müller yüksek sıcaklık süperiletkenliğini keşfettiler. Müler ve Bednorz, lantanyum, baryum ve bakırın karışık fazda bulunan bir seramiğin yaklaşık olarak 30 Kelvin’de

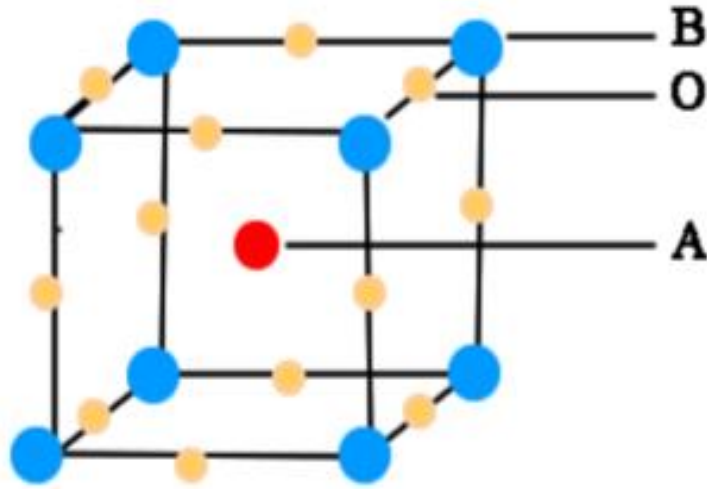
süperiletken olduğunu buldular. Bu alanda çalışmaları dolasıyla Müller ve Bednorz 1987 yılında ‘‘Nobel Fizik Ödülü’’ verildi. Bu keşifden sonra yapılan çalışmalarda baryum yerine stronsiyum koyarak kritik sıcaklık değerini 36 K e kadar çıkardılar.

1987 yılının başlarında yitrium, baryum, bakır ve oksijenden oluşan karışık bir fazda 92 K ne yakın bir sıcaklıkta süperiletken numune bulundu. Bu bileşiğin geçiş sıcaklığı, kolayca bulunabilen ve bir soğutucu olan sıvı azotun kaynama sıcaklığı olan 77 K değerinin üstündedir ve süperiletkenlik için bir dönüm noktası olmuştur.

Seramik yapıda birçok kompleks metal oksit incelendi ve kritik sıcaklık için 100 K değerinin üzerinde süperiletken numuneler gözlendi. 1988 yılında Bi-Sr-Ca-Cu-O bileşiği için kritik sıcaklık 125 K olduğu bulundu. Bununla beraber bilinen en yüksek kritik sıcaklık, günümüzde Hg-tabanlı süperiletken sistemidir.

Yapılan çalışmalar sonunda ilk keşfedilen yüksek sıcaklı süperiletkenler seramik yapıya sahip olmakla birlikte daha sonraki yıllarda bulunan ve bakır oksit tabakalı olan süperiletkenlerin perovskit olarak adlandırılan kristal yapıya sahiptirler. Perovskit yapı üç sınıfa ayrılabilir ve bu sınıflardan birincisi genel formülü ABO_3 olan kübik perovskittir ($a=b=c$). $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ kübik perovskitlere örnektir. Perovskit yapılardan ikincisi tek tabakalı tetragonal yapıya sahiptir. ($a=b \neq c$). Perovskit yapılardan üçüncü ise ortorombik yapıya sahip ($a \neq b \neq c$), çok tabakalı yapılardır. Burada verilen a, b, c ifadeleri örgü sabitlerini ifade etmektedir.

ABO_3 perovskit yapısında A ve B metal iyonlarını O ise oksijeni ifade eder ve bu yapı yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin tamamı ile ilişkilidir. Yapıyı daha iyi anlamak ve basitleştirmek açısından sıralı paralel düzlemleri AO ve BO_2 olarak düşünülebilir. Bir perovskit yapı, Şekil 2.8’ de görüldüğü gibi, bozulmamış durumda kübiktir ve birim hücre parametresi doğrudan A ve B iyonlarının yarıçaplarına bağlıdır. Perovskit yapının kararlı olabilmesi için A iyonu B iyonundan büyük olmalıdır. Her A iyonu 12, B iyonu ise oktahedral yapıda 6 tane O iyonu ile çevrelenmiştir.



Şekil 2.8.İdeal perovskit yapı

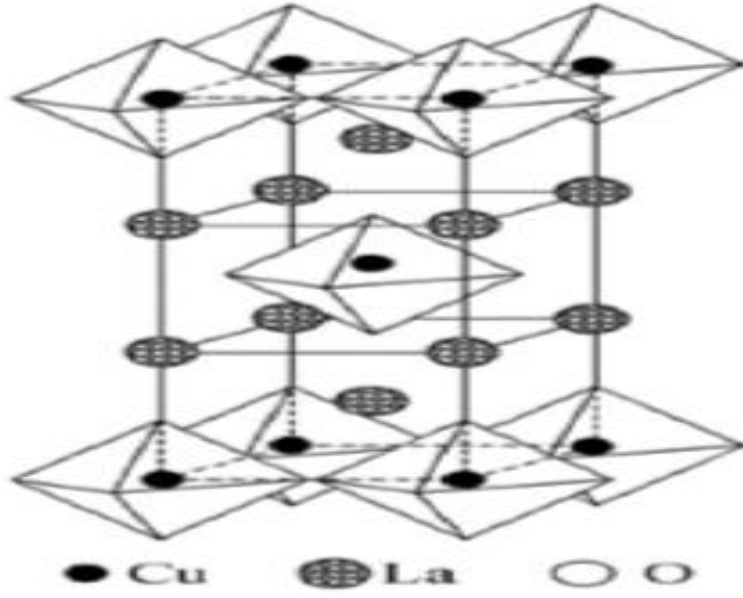
2.2.1 Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Kristal Yapıları

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin mekanizması anlaşılması için numunenin kristal yapısı bilinmesi gerekir. Bu alanda yapılan çalışmalar sonucu bazı süperiletkenlerin kristal yapısı incelenmiştir.

2.2.2. La-Ba-Cu-O (LBCO) Bileşiklerinin kristal yapıları

La-Ba-Cu-O bulunan ilk yüksek sıcaklık süperiletkenidir. La-tabanlı bu süperiletken sisteminin genel formülü $La_{2-x}Ba_xCuO_{4-x}$ şeklinde verilmektedir. La tabanlı bu bileşiğin en yüksek geçiş sıcaklığı $n=0,15$ değerlerinde 35 K olarak bulunmuştur. n 'nin 0,2 den büyük değerlerinde için yapıda süperiletkenlik özelliğinin kaybolduğu gözlemlenmiştir.

Bu sistemde baryumun yerine stronsiyum ve kalsiyum konulduğunda bu elementlerin de baryumun gösterdiği özellikleri gösterdiği gözlenmiştir. $La_{2-n}MnCuO_{4-y}$ (M: Ba, Sr, Ca) bileşikleri yüksek sıcaklıklarda cisim merkezli tetragonal $KNiF_4$ yapıda olup, düşük sıcaklıklarda ise bu bileşikler tetragonal fazdan ortorombik faza geçmektedirler.



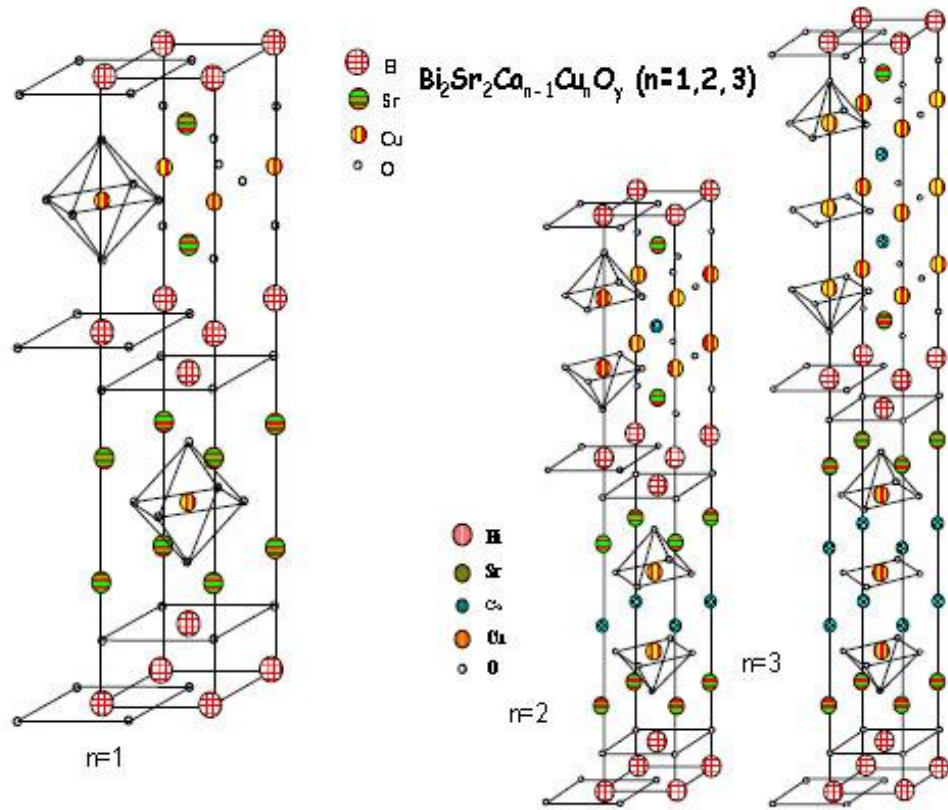
Şekil 2.9 LBCO bileşiğinin kristal örgüsü

2.2.3 Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO) Bileşiklerinin kristal yapıları

Bizmut içeren ilk süperiletken 1987’ de Mitchell ve arkadaşları tarafından BiSrCuO sisteminin keşfi ile elde edilmiştir. Bu keşiften sonra Maeda ve arkadaşları bu sisteme Ca ilave ederek geçiş sıcaklığını yaklaşık olarak 20° K’ den 110° K’ e yükseltmişlerdir. Nadir toprak elementi içermeyen bu sistemin genel formülü $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ ile verilmekte olup $n = 1, 2$ ve 3 olmak üzere kimyasal formüle uygun olarak hazırlanan üç ayrı bileşiğe sahiplerdir. Bu bileşikler; $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ şeklindedir ve Bi:Sr:Ca:Cu kasyonlarının oranlarına göre sırasıyla, (2201), (2212), (2223) fazları olarak adlandırılırlar. Bileşiklerden de görüldüğü gibi n , bileşiği oluşturan bakır-oksit (Cu-O) düzlemlerinin sayısını belirtir. Bu sistemlerde süperiletkenlik geçiş sıcaklığının, Cu-O düzlemlerinin artması ile yükseldiği bilinmektedir. Bu bileşiklerin süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları, T_c iki boyutlu CuO_2 düzlemlerinin sayısına bağlıdır. CuO_2 ve Ca düzlemlerinin sayısı hariç olmak üzere tüm bu süperiletken bileşikler yapısal olarak birbirinin aynısıdır.

BSCCO sistemlerinin genel yapısal karakteristiklerinden birisi de, tek faz olarak elde edilmelerinin zor olmasıdır. Bir diğer özellikleri ise sonuç stokiyo metrilерinin

başlangıç stokiyometrilerinden oldukça farklı olabilmeleridir. Tek bir tanecikte bile görülen bu karışık faz özelliği, BSCCO sistemlerini bozuk ve karmaşık yapıya bir hale getirmektedir (Adıgüzel, 1995). Mikroyapıda bile görülen bu bozukluk ve karışık faz özelliği, bu sistemlerin bütün özelliklerini (kritik sıcaklık, kritik akım yoğunluğu, kritik alan v.b) etkilemektedir. Bi-tabanlı bileşiklerin süperiletkenlik özellikleri, başlangıç kompozisyonlarına, hazırlama yöntemlerine, sinterleme süre ve sıcaklığına karşı oldukça hassas oldukları bilinmektedir. Ayrıca busüperiletken bileşikler bir deşik süperiletkenidir, yani akımda deşikler görev almaktadır. Bütün yüksek sıcaklık süperiletken sistemlerinde olduğu gibi, BSSCO sistemlerinin kristal yapısı da c örgü parametresinin a ve b örgü parametrelerine göre oldukça büyük olmasından dolayı büyük bir anizotropi göstermektedir.



Şekil 2.10 BSCCO süperiletken sisteminin tetragonal formda kristal yapısı, n=1, n=2 ve n=3

Tablo 2.1 Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemindeki fazlar

Yapı	Faz	Kritik sıcaklık(°K)
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x$	2201	20
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$	2212	85
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	2223	110
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_x$	2234	110

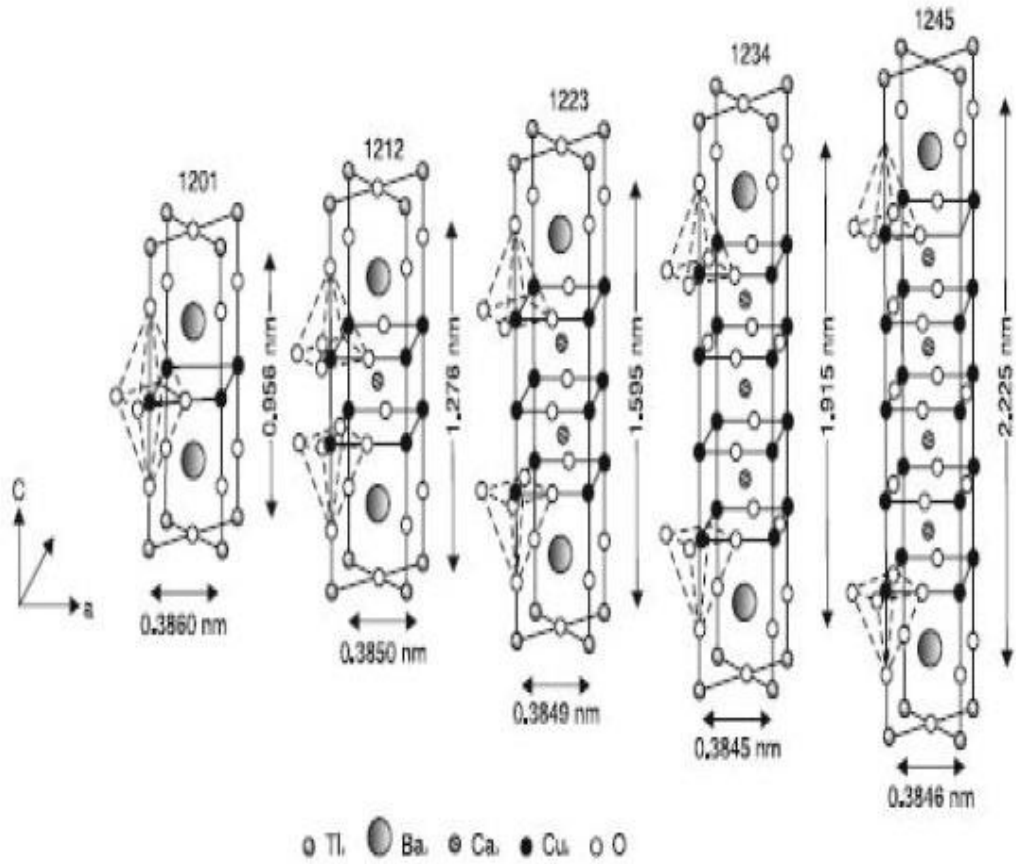
2.2.4. Tl-Tabanlı Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler

Tl-tabanlı ilk süperiletken malzeme Kondoh et al. (1988) tarafından Tl-Ba-Cu-O sisteminde keşfedildi. Tl-tabanlı süperiletkenler iki farklı yapı serisinde ortaya çıkmaktadırlar. Bunlar sırasıyla, $\text{Tl}(\text{Ba}/\text{Sr})_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+3}$ ve $\text{Tl}_2(\text{Ba}/\text{Sr})_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ şeklindedir. Genellikle, Sr içeren Tl-tabanlı süperiletkenlerde kısmi Pb veya Bi elementleri sisteme eklenebilmektedir. Tl-tabanlı süperiletkenlerde de Bi-tabanlılarda olduğu gibi iletken CuO tabakalarının sayısının artmasıyla süperiletken geçiş sıcaklığı artmaktadır. Literatürde ulaşılabilen maksimum geçiş sıcaklıkları 1223, 1234 sistemleri için 120 K ve 2223 sistemi için de 125 K civarındadır (Parkın and Herman 1988).

Tl tabanlı sistemlerde Hg tabanlı sistemler gibi hem çevreye hem de insan sağlığına oldukça zararlıdırlar. Bu malzemeleri hazırlamak içinde katıhal yöntemi en uygun örnek hazırlama yöntemi olarak bulunmuştur. Ancak örnek hazırlamada gerekli olan yüksek sıcaklık ısıtma işlemleri ya quartz cam ya da çelik reaktörler içerisinde yapılmaktadır.

Tablo 2.2 Talyum tabanlı bazı süperiletkenlerin kristalografik yapıları ve kritik sıcaklıkları

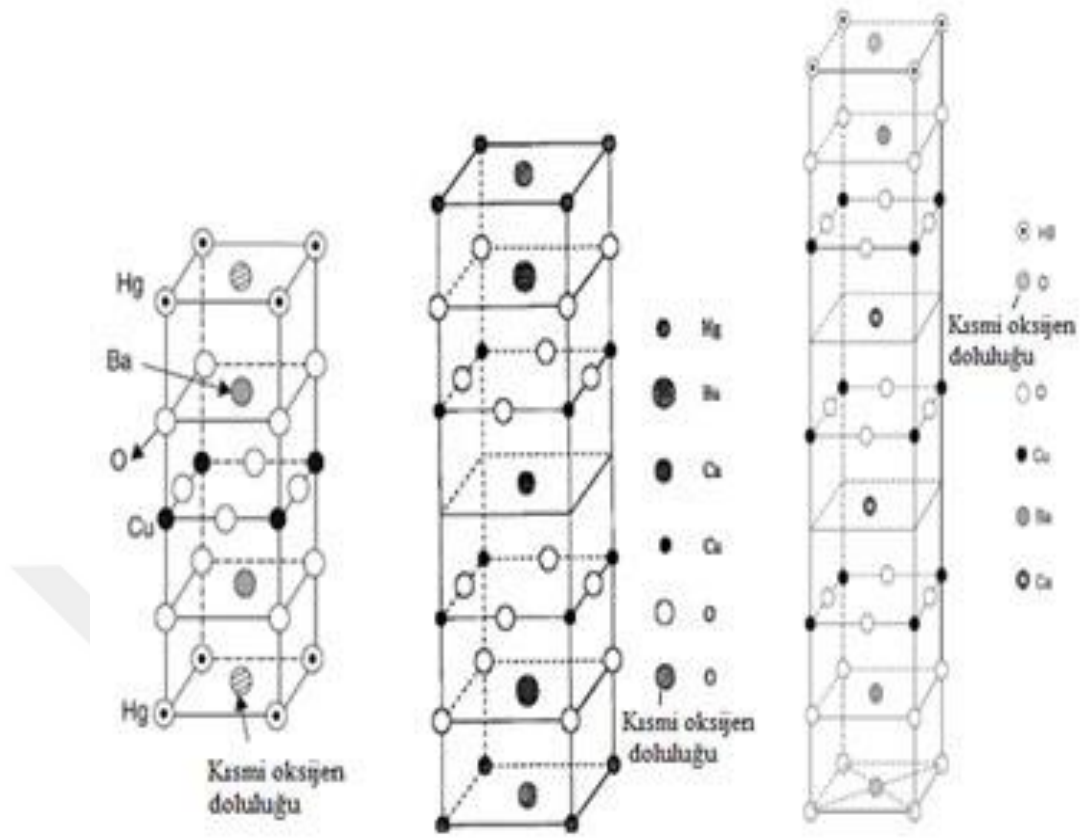
Oksitler	Kristal Yapılar(Å)	Kritik Sıcaklık(K)
$Tl_2Ba_2CuO_6$	Ortarombik $a=5,46$ $b=5,47$ $c=23,23$ Tetragonal $a=3,866$ $c=23,239$	0-90
$Tl_2Ba_2CaCu_2O_6$	Tetragonal $a=3,855$ $c=29,318$	110
$Tl_2Ba_2CaCu_3O_{10}$	Tetragonal $a=3,85$ $c=35,88$	115-125
$Tl_2Ba_2Ca_3Cu_4O_{12}$	Tetragonal $a=3,854$ $c=42,07$	104-110
$TlBa_2CaCu_2O_7$	Tetragonal $a=3,856$ $c=12,754$	90
$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_9$	Tetragonal $a=3,853$ $c=15,913$	110
$TlBa_2Ca_3Cu_4O_{11}$	Tetragonal $a=3,85$ $c=18,73$	120
$Tl_2Sr_2CaCu_2O_7$	Tetragonal $a=3,805$ $c=12,14$	100
$TlBaSrCaCu_2O_7$	Tetragonal $a=3,856$ $c=12,754$	90
$TlBaSrCuO_5$	Tetragonal $a=3,896$ $c=9,694$	43
$TlSr_2CaCu_2O_7$	Tetragonal $a=3,805$ $c=12,14$	100
$(TlPb)Sr_2CuO_5$	Tetragonal $a=3,736$ $c=9,022$	60
$(TlPb)Sr_2CaCu_2O_7$	Tetragonal $a=3,80$ $c=12,05$	85
$(TlPb)Sr_2CaCu_2O_9$	Tetragonal $a=3,81$ $c=15,23$	120
$(TlBi)Sr_2CuO_5$	Tetragonal $a=3,759$ $c=9,01$	45
$(TlPb)Sr_2CaCu_2O_7$	Tetragonal $a=3,796$ $c=12,113$	95



Şekil 2.11 $Tl_mBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{(2n+1)+m}$ süperiletken sisteminin tetragonal formda kristal yapıları.

2.2.5. Hg-Ba-Ca-Cu-O (HBCCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları

HBCCO olarak bilinen süperiletken numune 1993 yıllarında S. N. Putlin tarafından bulunmuştur. Bakır-oksit bağı içeren bu süperiletken bileşiğin geçiş sıcaklığı ilk olarak 94 K bulunmuştur. Günümüzde yapılan çeşitli deneysel çalışmalarla kritik sıcaklık 166 K' e kadar çıkartılabilmektedir ve bilinen en yüksek kritik sıcaklığa sahip olan süperiletken bileşiktir. Bu numune hem çevreye hem de insan sağlığına zararlıdır.



Şekil 2.12 Hg-1201, Hg-1212 ve Hg-1223 yapılarının (soldan-sağa doğru) birim hücreleri (Ankara Üniversitesi, 2014).

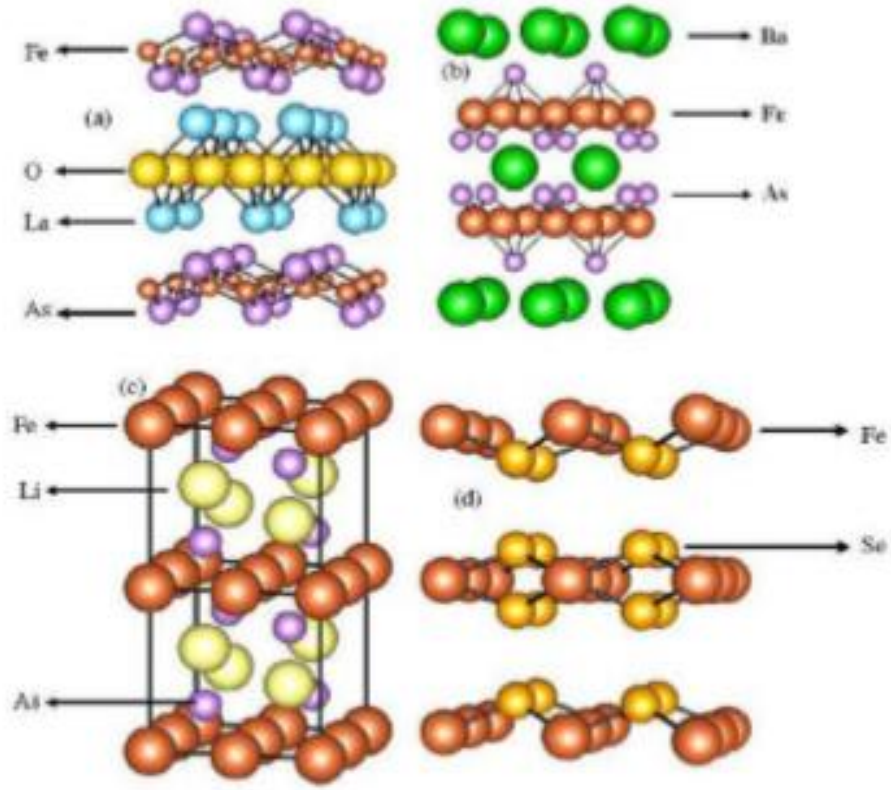
Hg-tabanlı süperiletken malzemelerin üretimi diğer süperiletkenlere göre çok daha karmaşık bir yolla sentezlenir. Sentezlemenin en büyük zorluğu, bu yapıların yüksek basınç altında oluşturulmasından kaynaklanmaktadır. Tablo3.3.'de çeşitli bileşik oranlarında sentezlenmiş civa tabanlı süperiletkenlerin kritik sıcaklıkları görülmektedir.

Tablo 2.3 Bazı civa tabanlı süperiletkenlerin kritik sıcaklık değerler

Oksitler	Kritik sıcaklı (K)
$\text{Hg}_{0.8}\text{Tl}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.33}$	138
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$	133-135
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{10+}$	125-126
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_2\text{O}_{6+}$	123-125
$\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+}$	94-98
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ (30GPa)	164

2.2.6 Fe Tabanlı Süperiletkenler

Fe-tabanlı süperiletkenler genel olarak yüksek manyetik alanlardaki özelliklerinden dolayı teknolojik öneme sahip malzemeler olarak bilinmektedir. Bakır tabanlı süperiletkenlerde olduğu gibi Fe-tabanlı süperiletkenlerde de kimyasal katkılama ve basıncın etkisi ile süperiletkenlik ve manyetik özellikleri önemli değişimler gösterebilmektedir. Fe-tabanlı süperiletken kristal yapı örgüsü Şekil 2.13’de verilmiştir.



Şekil 2.134 farklı kategoride FeAs- tabanlı sistemlerin kristal yapısı (a) 1111, (b) 122, (c)111, (d) 11 (Ankara Üniversitesi, 2014).

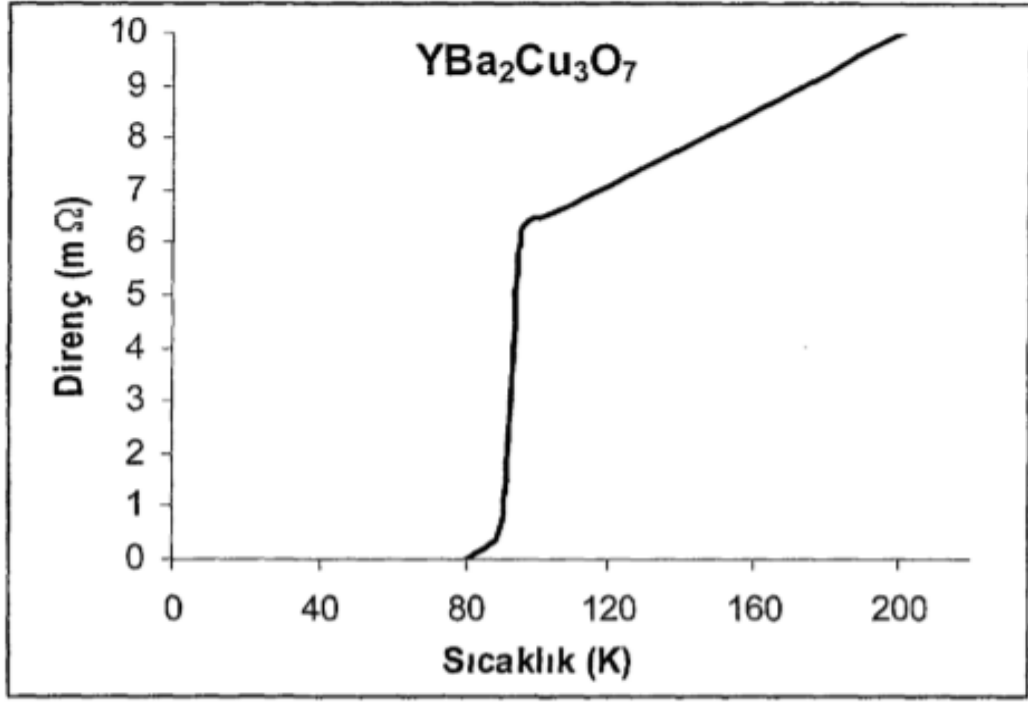
2.2.7. Y-Ba-Cu-O (YBCO) Bileşiklerinin Kristal Yapıları

YBCO olarak blinen bu süperiletken malzeme hem sıvı azot ile soğutulup aynı zamanda sıvı azot sıcaklığının üzerinde bir sıcaklık geçişi gösteren ilk süperiletken malzeme olarak bilinmektedir. YBCO hem tetragonal hem de ortorombik yapı halinde bulunabilir. Yaklaşık 92 K de süperiletken faza geçen bu malzemenin biri süperiletken diğeri yalıtkan iki fazı vardır. Oksidasyon durumlarına ve oksijen bağlarının durumuna göre tetragonal formda kristal yapıya sahip olan faz yalıtkan özellik göstermektedir. Ancak ortorombik formda kristal yapıya sahip olan YBCO ise $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ stokiyometrisinde süperiletkendir.

Tablo 2.4 Yitriyum bazlı süperiletkenlere ait bazı özellikler

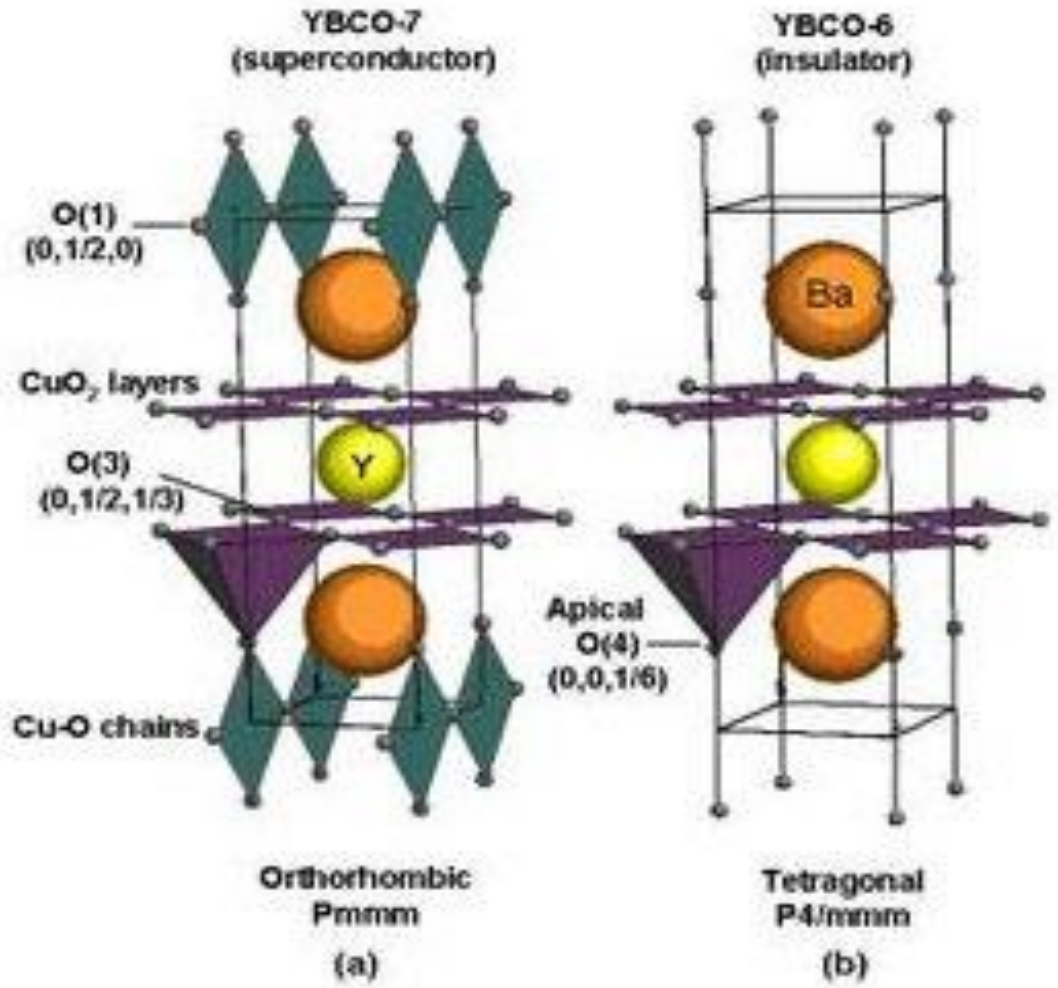
Yapı	Kristal Örgü	a	b	c	Kritik sıcaklık(°K)
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	Ortorombik	3,88	11,68	3,815	92
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$	Ortorombik	3,88	11,73	3,83	25-60
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$	Tetragonal	3,85		11,83	Süperiletken değil
$\text{Y}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{14}$	Ortorombik	3,88	3,82	11,68	93

Tetragonal yapı, 700° C ile 950° C sıcaklık aralığında gözlenir. Sıcaklık azaldıkça ve oksijen miktarı arttıkça 700° C’de yapı tetragonal fazdan ortorombik faza geçer. YBCO’nun ortorombik yapısı tabakalı yapı gibi düşünülebilir. Yapının içinde üç düzlem, bakır ve oksijen atomlarını; iki düzlem, baryum ve oksijen atomunu; tek düzlem ise yitriyum atomunu içerir. Yitriyum atomunun görevi sadece CuO_2 düzlemlerini ayırmaktır.



Şekil 2.14 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ nin direnç sıcaklık grafiği

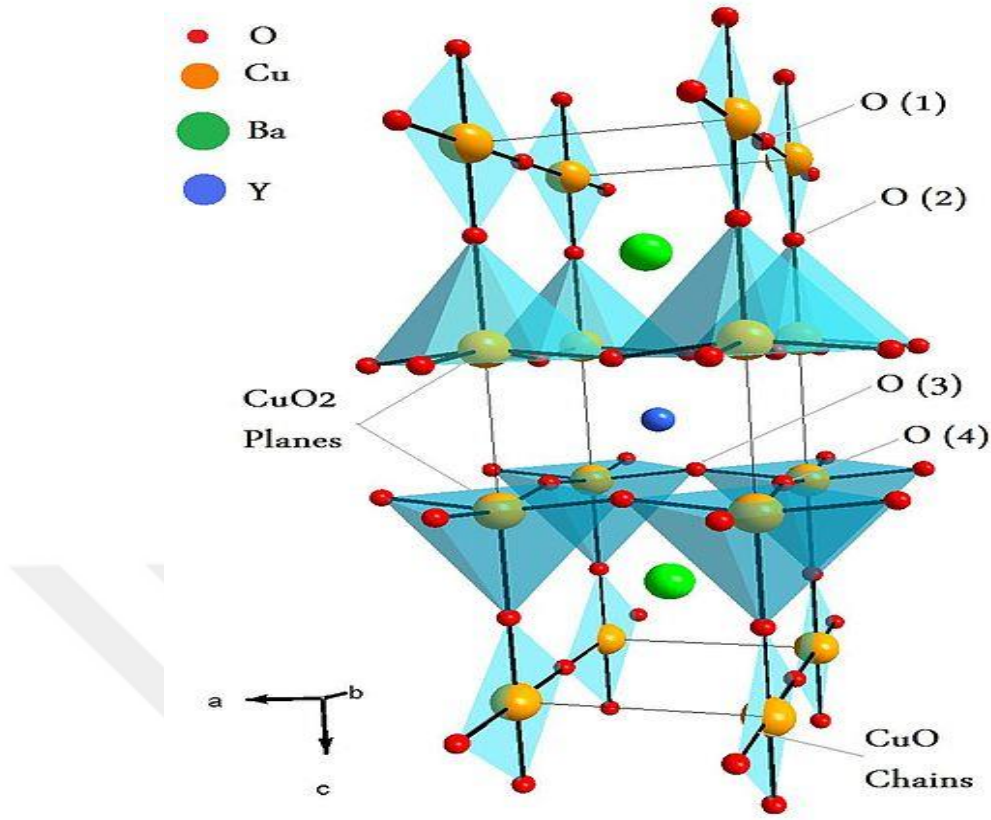
Süperiletken malzemenin yapısında bulunan atom oranlarına bağlı olarak YBCO malzemesi 1-2-3 malzemeleri olarakta kullanılmaktadır. Y-Ba-Cu-O süperiletken sistemi pratik uygulamalar için oldukça ilgi çekicidir.



Şekil 2.15 YBCO sistemin ortorombik (süperiletken) ve tetragonal (yalıtkan) kristal yapısı.

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

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



Şekil 2.16YBCO süperiletkenin kristal yapısı.

YBCO tabanlı süperiletkenler malzemeler ile ilgili olarak çok sayıda endüstriyel firma, araştırma merkezi ve araştırma grupları uzun yıllardır çalışmakta olup ticari olarak uygulamaları yapılmaya başlanmıştır. YBCO süperiletkenler günümüz teknolojisinde hacimsel (bulk) formda manyetik olarak levite edilen trenlerde (MAGLEV), sürtünmesiz rulmanlarda (frictionless bearing systems) ve volanlar yardımı ile enerji depolanmasında (fly-wheel energy storage systems) kullanılabilmektedirler. Süperiletken YBCO örnekler güçlü bir manyetik kaldırma kuvveti yaratabildikleri için MAGLEV trenleri ve rulman sistemleri için büyük öneme sahiptirler.

2.3. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Elektriksel ve Manyetik Özellikleri

Yüksek sıcaklık süperiletken sistemlerinden gözlemler, yüksek T_c 'li malzemelerin hemen hepsinin bakır-oksit tabakası içerdiğini gösterir. Bileşiklerdeki bakır-oksit tabakalarının sayısı ile kritik sıcaklık arasında doğrudan bir ilişki olduğu görülmektedir. Bakır-oksit tabakalarının, yapı periyodik olarak kendini tekrarlayana kadar eklenmesi T_c 'yi artırır. CuO ve CuO₂ tabakalarındaki bakırın değerliğinin ve kimyasal bağ doğrultusunun yönü araştırılmaktadır. Bu araştırmalardan elde edilecek sonuçlara bağlı olarak bazı araştırmacılar, T_c için 200 °K'in üzerindeki değerlere erişebileceği beklentisi içerisindeyler. Süperakımların maksimum değerlerinin, bakıroksit düzlemlerinde yüksek ve bu düzlemlere dik doğrultuda çok düşük olduğu gerçeği kesin olarak bilinmektedir. Maalesef sınır etkileri gibi faktörler nedeniyle, hacimli (bulk) seramiklerde akım yoğunluğu çok daha düşüktür. Mesela çok kristalli yapıdaki YBa₂Cu₃O_{7-x} örneklerinde kritik akım yoğunluğu 10-10¹⁰ A/m² arasındadır. Pek çok uygulama için bu değerlerin çok düşük olduğu görülmüştür. Bu malzemelerde içinde akımın çok iyi aktığı tanecikler ve bu tanecik ara yüzeylerinde yalıtkan gibi davranan safsızlıklar mevcuttur. Akım hem taneciklerden hem de tanecikleri ayıran sınırlardan geçmek zorundadır. Bundan dolayı tanecikler arası akım sadece zayıf bağ davranışı olarak bilinen Josephson olayı ile geçer. Pek çok bilim adamı, bu malzemelerdeki kritikakımı bu etkilerin sınırladığına inanmaktadır. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde uyum uzunluğu, nüfuz derinliğinden çok küçük olduğundan bu malzemelerin hemen hepsi II. Tip süperiletkenlerdir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin alt kritik manyetik alanı B_{c1} değeri düşük, üst kritik manyetik alan B_{c2} değeri çok yüksektir. Böylelikle manyetik vortekslerin sabitlenmesi zayıflamakta ve bu durum kritik akım I_c 'yi azaltmaktadır.

Yeni oksit süperiletkenlerde fluksoidler için enerji bariyer büyüklüğünün konvaksiyonel süperiletkenlerden daha küçük olduğu ve küçük eşuyum uzunluğunun küçük enerji bariyerine neden olduğu belirlenmiştir(Yeshurun ve ark 1988). Hemen hemen tamamı izotropik olan düşük sıcaklık süperiletkenlerinin aksine, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde yüksek uzaysal anizotropi görülmektedir. Anizotropi; kritik alan, kritik akım yoğunluğu, manyetik alanın girme derinliği ve direnç ölçümlerinde kendini göstermektedir. Bi-tabanlı bileşikler La ve Y-tabanlı

bileşiklerden daha anizotropiktir. Tl bileşikleri ise muhtemelen hepsinden daha anizotropiktir. Anizotropi, yüksek sıcaklık süperiletkenliği için esas olduğu varsayılan tabakalı kristal yapıdan kaynaklanmaktadır. Yüksek kritik sıcaklıklı yeni malzemeler yapmak için araştırmacılar yüksek sıcaklık süperiletkenlerine çeşitli nadir element iyonları katıldılar. Bu değişimlerin bazıları T_c ' yi artırmasına rağmen bazılarının azalttığı bulunmuştur.

Düşük sıcaklık süperiletkenleri ile yüksek sıcaklık süperiletkenleri arasındaki önemli bir farklılıkta yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin homojen olmamalarıdır. Süperiletken malzemeler için serbest gözenek, yüksek yoğunluk, tanecikler arası güçlü bağlantı ve şekillendirilebilir homojen yapı gibi özellikler önemlidir. Bu yeni bakır oksitli süperiletkenlerin sıfır direnç ve diamanyetizma gibi, süperiletkenlerin iki belirgin özelliğine sahip oldukları gerçeği de iyice yerleşmiştir. Buna ek olarak bu malzemelerin aşağıdaki özelliklere de sahip oldukları bilinmektedir:

- Bu malzemeler, üst kritik alanları 100T'dan daha büyük olan II.tip süperiletkenlerdir.
- Bu malzemeler aşırı derecede anizotropiktirler, yani yöne bağımlı özelliklere sahiptirler. Bunun en belirgin kanıtı; direncin, bakır-oksijen düzleminde çok küçük, bu düzleme dik doğrultuda ise çok büyük olmasıdır.
- Bunlar tanecikli veya seramik yapıdadırlar. Seramik yapıda olmalarından dolayı, esnek olmamak ve kırılgan olmak gibi uygun olmayan mekanik özelliklere sahiptirler.
- Bu malzemelerin süperiletkenlik özellikleri ile kristal yapıları arasında doğrudan bir ilişki olduğu görülmektedir. Bu kristal yapı, oksijen eksikliği olan bakır-oksit tabakaları ve zincirleri olan bir yapıdır.
- Bakır-oksit tabakalarındaki atomların yerine başka atomların yerleştirilmesi süperiletkenliği bozmakta ve yok etmektedir. Başka konumlara yapılan yerleştirmelerin süperiletkenliğe etkileri ise çok küçüktür.
- Band aralıkları, yüksek sıcaklık öz dirençleri, kritik akım yoğunlukları, kritik manyetik alanlar ve benzeri özellikleri farklı olmalarına rağmen, hemen hemen tüm yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerinin T_c kritik sıcaklıkları 90°K'e yakındır.

- Hacimli (bulk) çok kristalli yapıdaki malzemeler için kritik akım yoğunlukları çok düşüktür. Bu akım iyi yönlendirilmiş ince filmlerden çok daha yüksektir.

2.4. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Süperiletkenlik Mekanizması

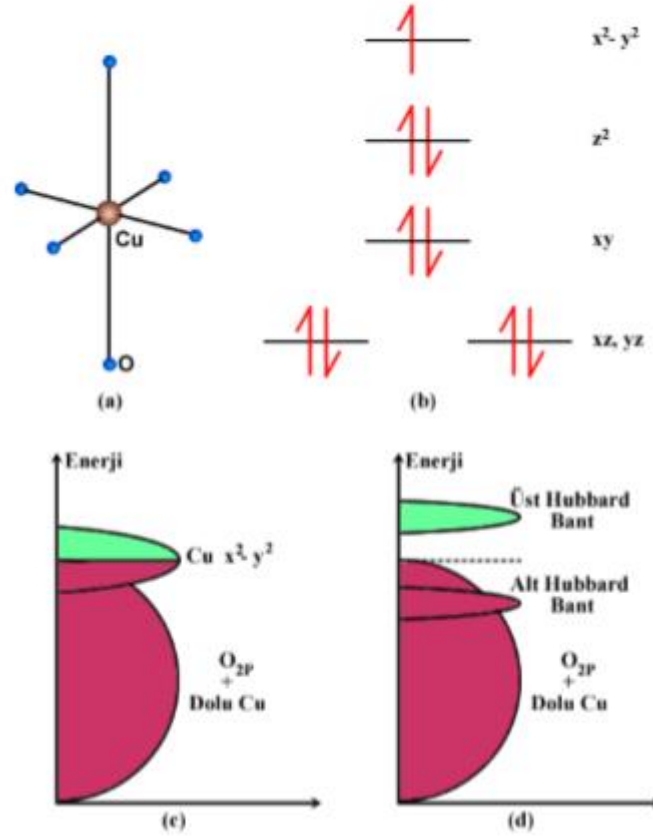
Bakır oksit süperiletkenleri, diğer oksitlere kıyasla kimyasal, yapısal ve elektriksel iletkenlik bakımından bir takım farklılıklar gösterir. Daha önce çalışılmış olan iletken oksitlerin büyük çoğunluğu, geçiş metallerindeki d orbitallerinin etkileşiminden şekillenen enerji bantlarındaki elektronların hareketini temel alır. Her geçiş-metal atomik orbitalleri üst üste biner ve etkileşir. Bunun sonucunda elektronlar tarafından kısmen doldurulması mümkün olan enerji durumlarının izinli olduğu bant şekillenir. Oksijenlerin enerji durumları çok küçük bir rol oynar ya da önemsizdir, elektronegatifliğin aynı tip bir yansıması, farklı olarak oksitlerin çoğunda yasak bant aralığına sebep olur. Bu tip iletken oksitlere örnek olarak V_6O_{13} gösterilebilir. Bununla birlikte bakır oksitlerde, oksijen orbitalleri ve metal orbitalleri arasında enerjideki farklılık çok küçüktür ve en yüksek işgal edilmiş elektronik durumlar dolaylarında büyük bir rol oynayan oksijen orbitalleri elektronik enerji bantlarına sebep olur. Bu yüzden oksijen, iletkenlikte bakır kadar önemli bir yere sahiptir. İletken oksitlerde bu nadir bir durumdur.

İkinci ve en ilginç etken, süperiletken bileşikler için temel oluşturan Cu^{2+} iyonlarının elektronik konfigürasyonlarından elde edilir. Cu^{2+} için elektronik konfigürasyon $3d^9$ 'dur. d orbitalinde mümkün enerji durumlarının on tanesinden dokuzu doludur. Bakır tabanlı süperiletkenlerde şekillenen Cu-O koordinasyon çok yüzlüsünde(polyhedra) (sekizyüzlü, piramitler ve kareler) bu enerji seviyeleri dejenere değildir. Oksijen atomları arasında yönelen t_{2g} orbitalleri çok düşük enerjidedirler ve bundan dolayı elektronlar tarafından (altı elektron) tamamen doldurulmuş durumdadırlar. Cu-O koordinasyon çok yüzlüsünün şekilleri, dört tane oksijen atomu bir düzlemde komşu olacak şekilde ve bir oksijen (piramit) veya iki oksijen (sekizyüzlü) atomu oluşan düzlemin tepesinde olacak şekildedir. Orbitallerin enerjileri, z bileşenleriyle daha düşük olur. Çünkü oksijen orbitallerinden tepki daha küçüktür. Bu sonuç, düzlem oksijen atomlarına doğru gösterilen $dx^2 - y^2$ orbitalinde (Şekil 2.17 (b)) bir tane çiftlenmemiş elektronu olan dokuz-elektron

konfigürasyonudur. Tek çiftlenmemiş elektron $1/2$ spine sahiptir. Bu düşük spin değeri, katıda, spinler arası klasik olmayan (kuantum mekaniksel) etkileşimleri hesaba dâhil eder. Bu durum ferritlerde (iki değerlikli ve üç değerlikli katyonlar ihtiva eden seramik oksitler) spinlerin oldukça bilinen durumundan farklıdır. Örneğin, büyük spinler arası etkileşimler (Fe_3O_4 için $5/2$ spin) daha geleneksel fizik tarafından tanımlanabilir.

Yalıtılmış atomlarda, bu orbitaller ayrı enerji durumlarıdır ama atomların birbirine yakın olduğu katılarda orbitaller etkileşir ve keskin atomik enerji durumları enerji bantları halini alır. O 2p durumlarının ve Cu 3d durumlarının benzer enerjisi Şekil 2.17 (c)'de gösterilen durum ile sonuçlanır. Cu $dx^2 - y^2$ 'nin elektronlarla yarı doldurulması bandı türetir ve oksijenin bandı türeten yüksek enerjili kısmı hemen hemen bakırdaki en yüksek işgal edilmiş durumun enerjisi ile aynıdır. Bu, iletken oksitlerdekinden daha karmaşıktır. Bu tip bir resim, süperiletkenlik yapısal tiplerinde Cu^{2+} oksitlerin metalik iletken olmasını gerektiğini öngörmektedir (Elektronlarla kısmen doldurulmuş bantlar tarafından mümkün enerji durumları yaklaşmaktadır). Hâlbuki onlar elektriksel yalıtkanlardır. Katıların elektronik özellikleri için standart durum elektronların birbirleri ile etkileşmediğini yalnızca atomik örgüye esas teşkil ettiğini kabul eder. Bakır oksitlerde durum bu değildir. Etkileşim söz konusudur. Erken fark edilen bu durum teorik fizikçiler için büyük fırsatlar sunmuştur. Bu umulmadık etkileşim yüksek sıcaklık süperiletkenliğinin mekanizmasının anlaşılmasının nedenlerinden biri olmuştur.

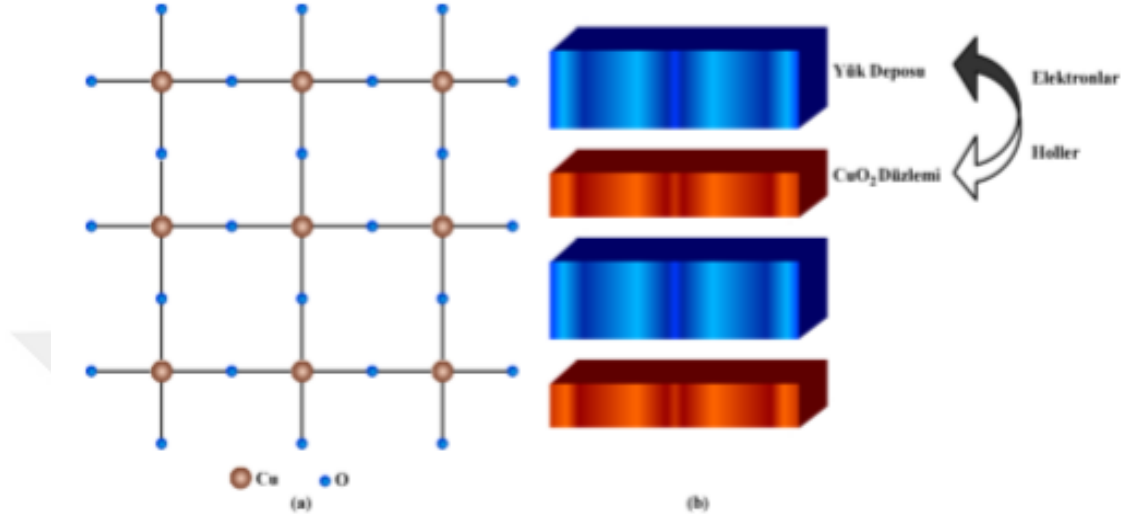
Tam olarak bakır tabanlı süperiletkenler için olan yarı dolu bantlardaki elektronlar arası etkileşimler en büyük değerindedir. $dx^2 - y^2$ orbitaline ikinci bir elektron ilavesinde, zaten orada bulunmakta olan elektronun itmesiyle orbital önemli miktarda ekstra enerji alır. Sonuçta ikinci elektron için enerji durumları ilk elektron için olandan daha yüksektir ve ikisi arasında izinli olmayan enerji değerlerinin olduğu bir boşluk vardır. Bu en yüksek işgal edilmiş oksijen durumları ile ikiye ayrılmış Cu $dx^2 - y^2$ bandının boş bölümü arasındaki yasak bant aralığı yalıtkan davranışa neden olan şeydir (Şekil 2.17 (d)) (Cava 2000).



Şekil 2.17 (a) Bakır oksit süperiletkenlerde bulunan Cu-O koordinasyon çok yüzlüsü, (b) Cu^{2+} için d elektron konfigürasyonu, (c) Bakır oksit süperiletkenlerde enerji durumlarının şematik gösterimi, (d) Bakır tabanlı süperiletkenlerde elektron etkileşiminden dolayı $dx^2 - y^2$ bandının ayrılması

Elektronlar ilave edildiğinde ya da Şekil 2.17 (d)'de gösterilen ayrılmış elektronik temel durumda tam olarak olan şey, bakır tabanlı süperiletkenlerdeki bakıroksijen örgüsünün özel geometrisidir. Bu durum günümüzde de çözüme ulaşmamıştır. Bakır tabanlı süperiletkenlerin yapısına genel bir bakış Şekil 2.17'de gösterilmiştir. Yapının kalbini oluşturan, birbirleriyle köşeleri paylaşan CuO_x koordinasyon çok yüzlüsünün (Şekil 2.17 (a)) temel karesi olan ve dama tahtası benzeri (Şekil 2.18 (a)) dokudan meydana gelen sonsuz CuO_2 düzlemleridir. CuO_4 karesinde dört oksijenin her biri bir başka bakır ile paylaşılır. Bu, 180° (ya da $\sim 180^\circ$) Cu-O-Cu bağları ve baştan başa CuO_2 stokiyo metrisi ile sonuçlanır. Bu CuO_2 tabakaları arasında diğer tabakalar vardır. Bu tabakalar yük depo tabakaları olarak bilinir (Şekil 2.18 (b)). Bu tabakalar CuO_2 düzlemlerinde mümkün elektronik durumlardaki elektronların

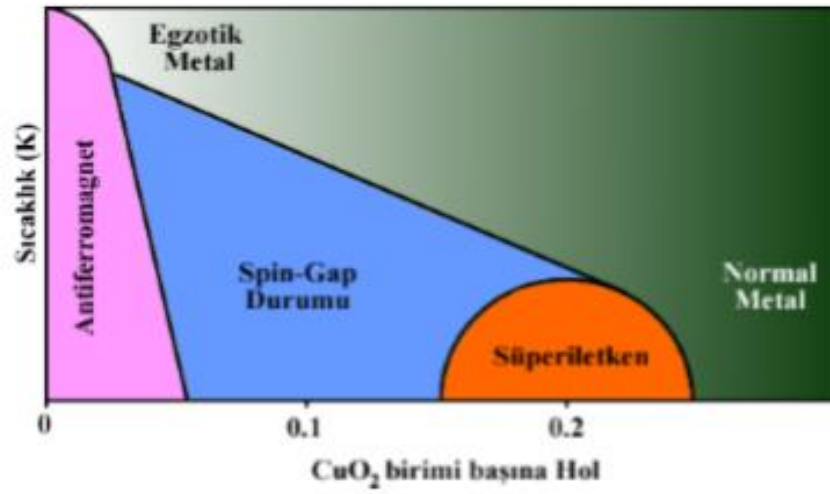
sayısını kontrol etmeye ve üçüncü boyutta CuO_2 düzlemlerini yalıtmaya ya da elektronik olarak bağlamaya yarar. Bakır tabanlı süperiletken ailesi içinde süperiletkenlik geçiş sıcaklığını tanımlamada anahtar bu yük depo tabakalarıdır.



Şekil 2.18 (a) Kõşelerindeki oksijeni paylaşan CuO_4 karelerinden meydana gelen CuO_2 düzlemleri, (b) Bakır oksit süperiletkenlerdeki elektronik tabakaların şematik gösterimi

Bakır oksit süperiletken ailesi malzemelerinde CuO_2 düzlemlerindeki $1/2$ spinli iyonlar (her bakırda $dx^2 - y^2$ orbitalinde çiftlenmemiş bir elektron) yüksek sıcaklıkta antiferromanyetik olarak düzenlenir. Antiferromanyetik düzenlenme bakır spinlerinin çok güçlü şekilde çiftlenmesine işaret eder. CuO_2 düzleminde hesaba katılan bir elektron, bakır başına bir elektrondan değiştirildiğinde süperiletkenliğe neden olunur. Örneğin bileşikler Cu^{2+} ’dan farklı bakır valansları yapmak için (tipik olarak daha yüksek) katkılanırlar. Bu, ya oksijen ilavesiyle ya bir atomun daha düşük veya daha yüksek valansa sahip bir başka atomla kısmi yer değiştirmesiyle ya da bileşiklerdeki atomların valanslarından dolayı doğal olarak meydana gelmesiyle yük depo tabakalarının manipülasyonu sağlar. Bu üç duruma ait örnekler sırasıyla söyle verilebilir. YBCO-123 bileşiğinde $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ ’dan $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ’ye kadar oksijenin araya ilave edilmesi, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ katı çözeltisinde La için Sr’un kısmi yer değiştirmesi ve $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_3\text{O}_8$ stokiyometrik bileşiğinde bakır valanslarının doğal olarak meydana gelmesi süperiletkenliğin sebepleridir.

Yarıiletken dilde, bileşik ailesi, ya elektronlarla ya da hollerle katılır ve antiferromanyetik düzenleme süperiletkenliği değiştirir. Bu bakır başına ~ 0.2 elektron katılması aşımında (Cu'nun normalde indirgemesi $\text{Cu}^{1.8+}$ 'dır) ya da elektron eksikliğidurumunda (Hol katılması; Cu'nun normalde oksidasyonu $\text{Cu}^{2.2+}$ 'dır) olur. Yüksek katılama konsantrasyonlarında malzeme normal metalik iletken olur, süperiletken değildir. Pek çok deneye dayanarak hazırlanan geniş kapsamlı elektronik faz diyagramı elektron konsantrasyonunun bir fonksiyonu olarak şekil 2.19'da gösterilmiştir(Cava 2000).



Şekil 2.19 Bakır oksit süperiletkenler için genel elektronik faz diyagramı

2.5 MgB₂ Süperiletkeninin Temel Özellikleri

2.5.1 Magnezyum Elementinin Özellikleri

Joseph Black tarafından 1755 senesinde bulunan bir element olan ancak ilk olarak 1808 yılında kullanılmaya başlanmıştır. En fazla deniz suyunda bulunmaktadır. Kimyasal sembolü “Mg” olan magnezyumun atom numarası 12, atom ağırlığı 24,305’dir. Erime noktası 650°C, kaynama noktası 1090 °C’dir. Alkali metal grubunda, katı, gümüş beyazı renktedir. Alüminyumun 3 katı daha yoğundur. En hafif metaller arasında yer alır. Kristal yapısı hekzagonaldır. Toz magnezyum, havada kolayca tutuşabilir ve parlak bir ışıkla yanar.

Doğada en çok bulunan sekizinci elementtir. Doğada saf olarak bulunmaz. Yerkabuğundaki minerallerin yaklaşık yüzde 3’ü magnezyum içerir. Magnezit ve dolomit gibi mineraller başlıca magnezyum kaynağıdır. En büyük magnezyum kaynağı deniz suyudur. Mineral kayaçlar ve asbest (magnezyum hidro silikat) de magnezyum kaynağıdır. Manyezit, doğada sık rastlanan bir magnezyum karbonat bileşiğidir. Karnalit, kieserit, kainit ve polihalit magnezyum içeren diğer minerallerdir.

Magnezyum, tıptan endüstriye kadar çok geniş bir alanda kullanılan önemli bir elementtir. Hafifliği sebebiyle sanayide birçok üründe tercih edilir. Genellikle alaşım maddesi olarak başka metallerle birlikte kullanılır. Magnezyum-alüminyum alaşımları hafifliğinden dolayı uçak, füze ve roket gövdeleri güçlü ve hafif malzeme gerektiren bölümlerde kullanılır. Ergimiş demir ve çelikten kükürdü arındırmak için magnezyumdan faydalanılır. Uranyum başta olmak üzere çeşitli metallerin tuzlardan arındırılması işlemlerinde ve döküm demir imalatında önemli bir maddedir. Titanyum, zirkonyum, uranyum ve berilyum gibi metallerin üretiminde indirgeyici rolü vardır. Otomotiv sektörünün de vazgeçemediği metallerin başında gelir.

Magnezyumun endüstride alaşım olarak kullanıldığı bazı sektör ve ürünler şunlardır; otomobil koltukları, dizüstü bilgisayarlar, kameralar, elektrikli ev aletleri, havai fişekler, boyalar, plastikler, tuğlalar, hayvan yemleri, gübreler, fotoğraf flaşları, fotoğraf makineleri, nal, beyzbol sopası, kar ayakkabısı, mürekkep, eczacılık, yüksek fırınlar, kâğıt, kibrit, uçak iniş takımları, motor parçalar...

2.5.2 Bor Elementinin Özellikleri

Bor, periyodik tabloda B simgesi ile gösterilen , yerkabuğunda yaygın olarak bulunan 51. Elementtir. Atom numarası 5, atom ağırlığı 10.81, ergime noktası 2190 ± 20 °C olan, metalle ametal arasında, yarı iletken özellikte bir elementtir. Periyodik cetvelin 3A grubunun ilk ve en hafif üyesidir.

Bor, bileşiklerinde metal dışı bileşikler gibi davranır, ancak, farklı olarak saf bor, karbon gibi elektrik iletkenidir. Kristalize bor, görünüm ve optik özellikleri açısından elmasa benzer ve neredeyse elmas kadar serttir. Borun saf elementi ilk kez, 1808 yılında Fransız kimyager J.L. Gay-Lussac ve Baron L.J. Thenard ile İngiliz kimyager H. Davy tarafından elde edilmiştir.

Bor tabiatta hiçbir zaman serbest halde bulunmaz. Doğada yaklaşık 230 çeşit bor minerali olduğu bilinmektedir

Oksijenle bağ yapmaya yatkın olması sebebiyle pek çok değişik bor-oksijen bileşimi bulunmaktadır. Bor-oksit bileşimlerinin genel adı borattır. Bor madenlerinin değeri genellikle içindeki B_2O_3 (bor oksit) ile ölçülmekte, yüksek oranda B_2O_3 bileşiğine sahip olanlar daha değerli kabul edilmektedir.

Bor Mineralleri;

- **Boraks (Tinkal) ($Na_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$)**

Doğada genellikle renksiz ve saydam olarak bulunur. Ancak içindeki bazı maddeler nedeniyle pembe, sarımsı, gri renklerde de olabilir. Kristal sistemi Monoklin, sertliği 2- 2.5, özgül ağırlığı 1.7 gr/cm^3 , B_2O_3 içeriği %36.6 dır. Borik asit elde edilmesinde kullanılır. Evaporasyonun yüksek olduğu kurak-yarıkurak bölgelerdeki tuzlu göllerde oluşur. Boraks suyunu kaybederek kolaylıkla Tinkalkonit'e dönüşebilir.

- **Kernit (Razorit) ($\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$)**

Doğada renksiz, saydam, uzunlamasına iğne şeklinde küme kristaller şeklinde bulunur. Sertliği 3, özgül ağırlığı 1.95 gr/cm^3 ve B_2O_3 içeriği %51'dir. Soğuk suda az çözünür.

- **Üleksit ($\text{NaCaB}_5\text{O}_9 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$)**

Doğada masif, yumrular, lifsi ve sütun şeklinde bulunur. Saf olanı, beyaz renktedir. İpek parlaklığında olanları da vardır. Kristal sistemi Triklin, sertliği 2,5 tir. Genelde Kolemanit, Hidroboraksit ve Probertit ile birlikte oluşmuştur. B_2O_3 içeriği % 43'tür.

- **Probertit ($\text{NaCaB}_5\text{O}_9 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$)**

Kirli beyaz, açık sarımsı renklerde olup ışınsal ve lifsi şekilli kristaller şeklinde bulunur. Kristal boyutları 5 mm ile 5 cm arasında değişir. B_2O_3 içeriği % 49.6'dır.

- **Kolemanit ($\text{Ca}_2\text{B}_6\text{O}_{11} \cdot 5\text{H}_2\text{O}$)**

Monoklinik sistemde kristalleşir. Sertliği 4-4.5, özgül ağırlığı 2.42'dir. B_2O_3 içeriği % 50.8'dir. Suda yavaş, Hidroklorik asitte hızla çözünür. Bor bileşikleri içinde en yaygın olanıdır. Oluşumunda termal kaynakların etkisi vardır.

- **Pandermit (Priseit) ($\text{Ca}_4\text{B}_{10}\text{O}_{19} \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)**

Sıcaksu kaynaklarının çevresinde oluşmuştur, çoğunlukla Kil ve Jips'le beraber bulunur. Beyaz renkli ve 3-3.5 sertliğe sahip bir mineraldir. Ülkemizde, Sultançayırı ve Bigadiç yataklarında görülmektedir. B_2O_3 içeriği % 49.8'dir.

- **Hidroborasit ($\text{CaMgB}_6\text{O}_{11.6}\text{H}_2\text{O}$)**

İşınsal ve iğne şeklindeki kristaller şeklinde bulunur. Lifsi bir dokuya sahiptir. B_2O_3 içeriği %50.5'tir. Beyaz renkte, bazen arsenik içeriğine göre sarı ve kırmızımsı renklerde de görülür. Kolemanit, Üleksit ve Probertit ile birlikte bulunur.

2.5.3 Süperiletken MgB₂

MgB₂, 1950'lerin başından beri bilinen "eski" bir malzemedir, ancak kısa süre önce süperiletken özelliği araştırmacı Akimitsu tarafından keşfedilmiştir. Bu keşif 2001 yılında gerçekleşmiştir. [Akimitsu], Bu keşiften sonra MgB₂ süperiletkeni ilgi odağı durumuna gelmiştir. MgB₂ malzemesi yaklaşık olarak 40K gibi oldukça yüksek kritik sıcaklıkta süperiletken duruma geçmektedir.

MgB₂ elementinin ilgi çekmesinin sebepleri;

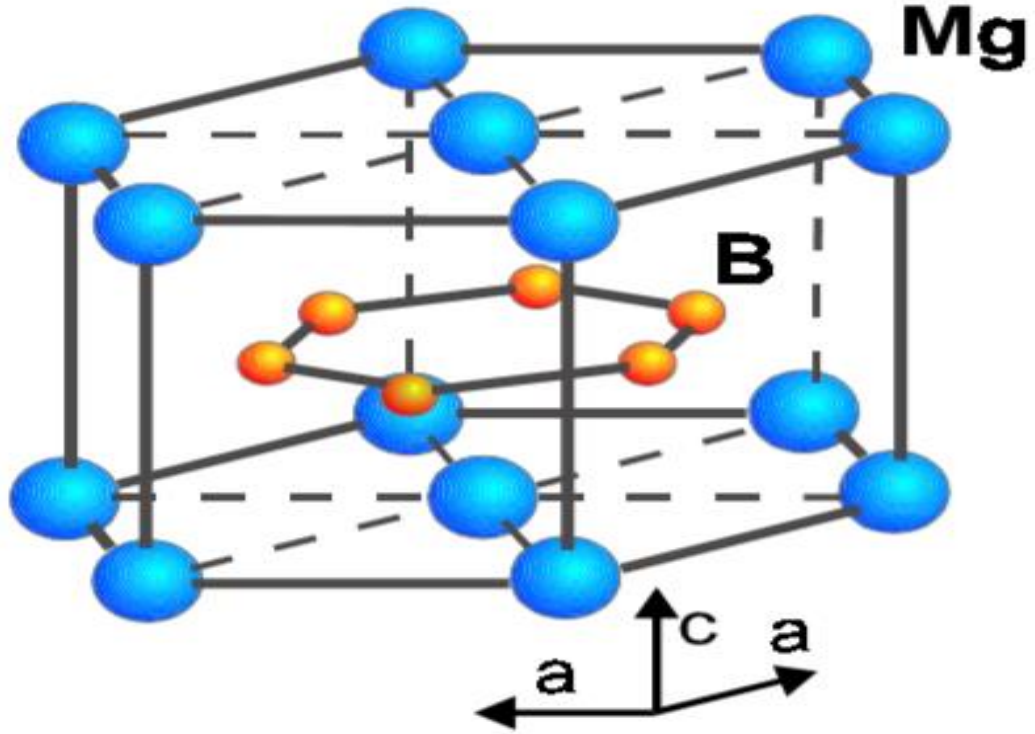
- İkili bileşikler içinde en yüksek kritik sıcaklığa (T_c) sahip olması
- İzotop etkisi özelliği BCS teorisiyle uyumlu olduğunun gözlemlenmesi
- Basit kristal yapıda olması
- kolay elde edilebilir ve maliyeti düşük olması
- Tanecikler arasındaki bağların güçlü olması
- Düşük anizotropik özellik göstermesi
- Yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip olması
- Daha büyük koherens uzunluklarına sahip olması
- Diğer süperiletken tabakalardan farklı olarak oksit yapıda olmaması

2.5.3.1 MgB₂ Kristal Yapısı

MgB₂, boridler arasında yaygın olan basit altıgen AlB₂ tipi yapıya (boşluk grubu P6 / mmm) sahiptir. MgB₂ yapısı, şekil 2.20'ye göre hegzagonal (altıgen) yakın paketlenmiş magnezyum katmanları ile ayrılan grafit tipi bor katmanları içerir. Magnezyum atomları, borların oluşturduğu altıgenlerin merkezinde yer alır ve elektronlarını bor düzlemlerine bağışlar. Oda sıcaklığında örgü parametreleri $a = b = 3,0851 \text{ Å}$ ve $c = 3,5201 \text{ Å}$ olarak rapor edilmiştir (Lee vd. 2001). Grafitte benzer şekilde MgB₂, B-B uzunluklarında güçlü bir anizotropi sergiler, bor düzlemleri arasındaki mesafe, düzlem içi B-B mesafesinden önemli ölçüde daha uzundur.

Geçiş sıcaklığı, ikili süperiletkenlerdeki değerler arasında en yüksek T_c 'nin neredeyse iki katıdır. İkili yapıda bulunan Nb₃Ge malzemesinin kritik sıcaklığı $T_c = 23K$ civarında iken MgB₂ süperiletkenin kritik sıcaklık 40K civarındadır. Diğer

süperiletken türleri ile bir karşılaştırma yapıldığında MgB_2 'nin en yüksek kritik sıcaklığa sahip "nihai" düşük T_c süperiletken olabileceği görülebilir.



Şekil 2.20 MgB_2 süperiletkeninin kristal yapısı

Tablo 2.5 MgB_2 'de bağ uzunluk değerleri

ATOMLAR ARASI MESAFE (nm)		
Mg-Mg	B-B	Mg-B
0,3086	0.17790	0.25017

2.5.3.2 MgB₂'de Süperiletkenlik Mekanizması

MgB₂'de süperiletkenliğin keşfinin duyurulmasının sonrasında bu malzemenin yapısı ve mekanizması merak uyandırmıştır. MgB₂ süperiletkeninin mekanizmasını açıklamak için BCS teorisi mi daha uygun yoksa farklı bir teoriye ihtiyaç duyulacak mı sorusu ortaya çıkmıştır. Bu doğrultuda araştırmacılar birçok çalışmalar ortaya koymuştur. Ancak yapılan çalışmalarda MgB₂ süperiletkeninin mekanizmasını tam olarak açıklamaya yetecek bir teori ortaya konulamamıştır. MgB₂süperiletkeninin mekanizmasını açıklamaya yönelik çoğunlukla bor izotop etkisi ve enerji aralığı çalışmaları dayanak gösterilip BCS- tipi fononlar ilişkisiyle yorumlanmaya çalışılmıştır.

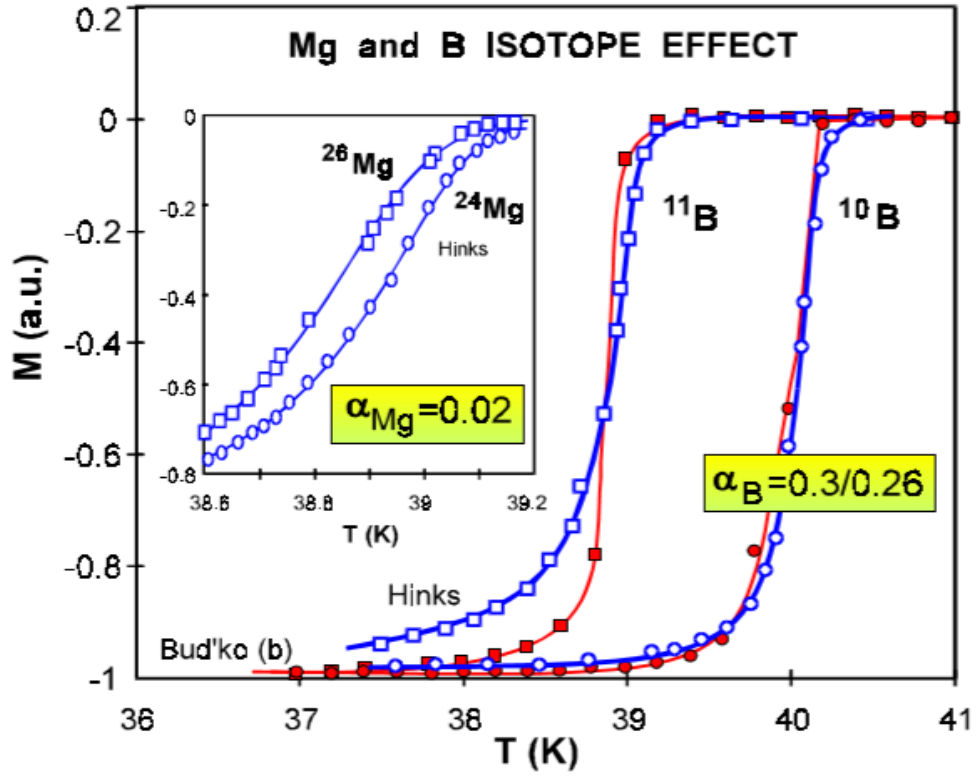
2.5.3.2.1 Toplam İzotop Etkisi

Şekil 2.21'de, Mg ve B'nin izotopik ikamelerinde MgB₂'nin kritik sıcaklığı gösterilmektedir. Kısmi bor izotop üssü α_B 'nin 0.26 (Bud'ko) 0.3'lük (Hink) büyük değeri, B titreşimi ile ilişkili fononların MgB₂ süper iletkenliğinde önemli bir rol oynadığını göstermektedir.

BCS teorisinde de öngörüldüğü gibi izotop etkisi için matematiksel denklem aşağıdaki gibidir:

$$T_c M^\alpha = C$$

Burada α , izotop katsayısını, M, atomik kütleyi, C ise sabit değeri temsil etmektedir. BCS teorisi, süperiletkenliğin elektron-fonon çiftlenimiyle gerçekleştiği geleneksel süperiletkenlerde, izotop katsayısını 0.5 olarak kabul etmektedir.



Şekil 2.21 İzotopik olarak etki edilmiş B numuneleri için nispi manyetizasyona karşı sıcaklık. Mg izotop etkisini gösterir.

Öte yandan, magnezyum izotop etkisi, α_{Mg} , Şekil 2.21’de görülebileceği gibi çokküçüktür, ve bu değer 0,02’dir (Hinks). Bu, Mg’nin titreşim frekanslarının T_c ’ye düşük bir katkısı olduğu anlamına gelir. B izotop etkisi T_c ’yi yaklaşık 1K kaydırırken, Mg izotop etkisi T_c ’yi on kat daha az değiştirir. Genel olarak, bir izotop etkisinin varlığı, T_c ’ye fonon birleştirme katkısını açıkça gösterir. MgB_2 ’deki toplam izotop etkisinin değeri;

$$\alpha_T = \alpha_B + \alpha_{Mg} \approx 0.3 \text{ ile } 0.5$$

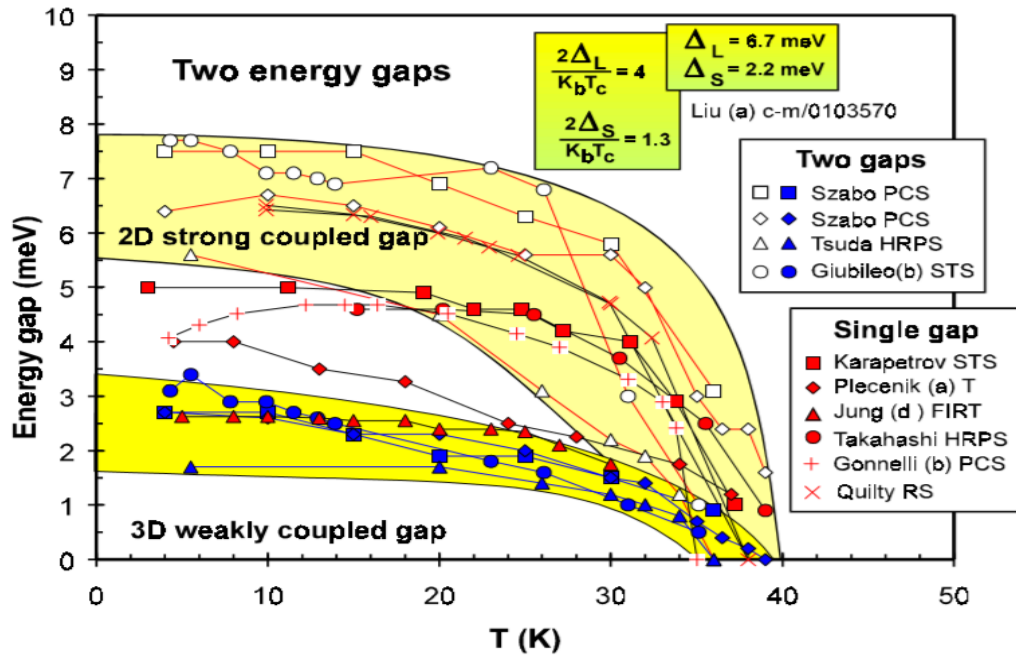
aralığındadır. Bu sonuç BCS süperiletkeninde olması beklenen 0.5 seviyesinden oldukça düşüktür. Ayrıca toplam izotop etkisinin $1/2$ ’den küçük olması MgB_2 ’de çiftlenim mekanizmasının olduğunu da ortaya koyan bir değerdir.

BCS değeri arasındaki fark, bu malzemenin yüksek T_c ’si ile ilişkili olabilir.

2.5.3.2.2. Süperiletken Enerji Boşluğu

Süperiletkenlerdeki enerji boşlukları genellikle yüzey safsızlıkları veya tekdüzelik olmama ile ilişkili hatalara tabi olan spektroskopik tekniklerle araştırılır. MgB_2 durumunda, boşluk yapısı o kadar belirgindir ki, değerlerini çıkarmak için spesifik ısı ölçümleri kullanılabilir.

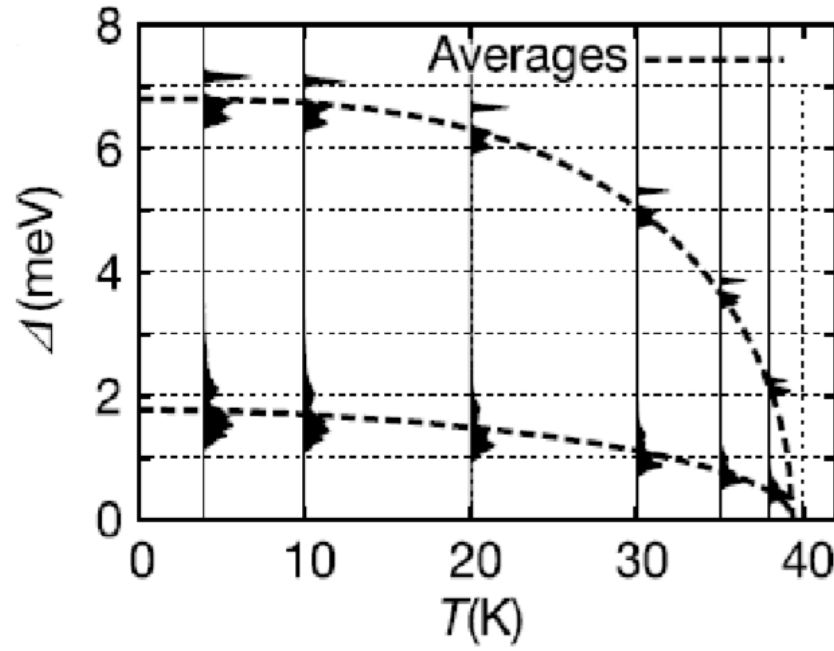
Şekil 2.22'de gösterildiği gibi, birkaç deney, $2.5 \div 5$ meV arasındaki değerlerle tek bir boşluğu ölçerken, son deneyler, MgB_2 'deki boşluk özellikleri hakkında bazı açıklamalar getirdiğini iddia ediyor. Tünelleme spektroskopisi (Karapetrov) (Sharoni), (Chen), (Giubileo), (Rubio-Bollinger) nokta temas spektroskopisi ve Raman saçılması, daha önce Liu ve ark. Fermi yüzeyinin iki ayrı segmenti ile ilişkili iki ayrı boşluktan oluştuğunu göstermektedir. Bu iki boşluğun genişlik değerlerinin, küçük 3D zayıf bağlanmış boşluk için $1.8 \div 3$ meV ve büyük güçlü bağlanmış boşluk için $5.8 \div 7.7$ meV arasında olduğu belirlenmiştir.



Şekil 2.22 Nokta temas spektroskopisi (PCS), yüksek çözünürlüklü fotoemiyon spektroskopisi (HRPS), taramalı tünelleme spektroskopisi (STS), tünelleme (T), uzak kızılötesi iletim (FIRT), Raman spektroskopisi (RS) ile elde edilen sıcaklığa enerji açığı bağımlılığı deneyler.

Özgöl ısı ölçümleri verileri tanımlamak için iki boşluk veya tek bir anizotropik boşluk içermenin gerekli olduğunu göstermektedir.

Mikrodalga ölçüm sonuçları, bazı MgB_2 örneklerinde bir anizotropik süperiletken boşluğun varlığı veya daha düşük boşluk genişliğine sahip ikincil bir fazın varlığı ile açıklanabilmektedir.



Şekil 2.23 MgB_2 'de süperiletken enerji aralığının sıcaklık bağımlılığı

Son olarak süperiletken enerji aralıkları sıcaklıkla azalmakta olup şekil 2.20'de gösterildiği gibi $T = T_c$ 'de sıfır olur. Şekil 2.23'de gösterilen dikey koyu eğriler 4K ile 38K sıcaklık aralığında süperiletken enerji aralığı değerlerinin dağılımını göstermektedir. Yapılan teorik çalışmalar da bu sonuçları desteklemektedir.

2.5.3.2.3 MgB₂'nin Koherens Uzunluğu

Bir süperiletken malzemede uygulanan manyetik alanla çok az değişen enerji bant aralığının da bir ölçüsü olarak kabul edilen uyum uzunluğu MgB₂ alaşımının HT_c sistemlere göre üstün yönlerinden biridir. Uyum uzunluğunun değeri aynı zamanda o malzemenin ne kadar iyi bir süperiletken olduğunun da göstergesidir.

Uyum uzunlukları, anizotropi parametresi γ ve hizalanmış tozlar, ince filmler, tek kristaller ve rastgele hizalanmış tozlar üzerinde gerçekleştirilen deneylerden belirlenen üst kritik alan değerleri arasındaki bir karşılaştırma Tablo 5'te görülebilir. Anizotropik koherans uzunluklarının değerlerini üst kritik alanlardan çıkarmak için anizotropik Ginzburg Landau teorisi denklemlerini kullandık: c ekseninde $H_{c2}^{//c} = \Phi_0 / 2\pi \xi_{ab}^2$ boyunca uygulanan manyetik alan için ve uygulanan manyetik alan için ab düzlemi $H_{c2}^{//ab} = \Phi_0 / 2\pi \xi_{ab} \xi_c$, burada Φ_0 akı kuantumudur, ξ_{ab} , ξ_c ab düzlemi ve c ekseninde boyunca tutarlılık uzunluklarıdır. Önceki formüller CGS sistemindedir.

Genel olarak, düzlem aralığı boyunca $\xi_{ab}(0) = 3,7 \div 12,8$ nm ve c ekseninde boyunca $\xi_c(0) = 1,6 \div 5,0$ nm arasındaki tutarlılık uzunlukları değerleri. Muhtemelen en güvenilir veriler, $\xi_{ab}(0) = 6.1 \div 6.5$ nm ve $\xi_c(0) = 2.5 \div 3.7$ nm ile tek kristaller içindir. Bu uzunluk HT_c materyaller ile karşılaştırıldığında, MgB₂'nin uyum uzunluğunun diğer süperiletkenlerin uyum uzunluğundan daha büyük olduğunu göstermektedir.

Tablo 2.6 Yönlendirilmiş tozlar, ince filmler, tek kristaller ve gelişi güzel yönlendirilmiş tozların deney sonuçlarından elde edilen üst kritik alan ve eşuyum uzunluğunun anizotropisi

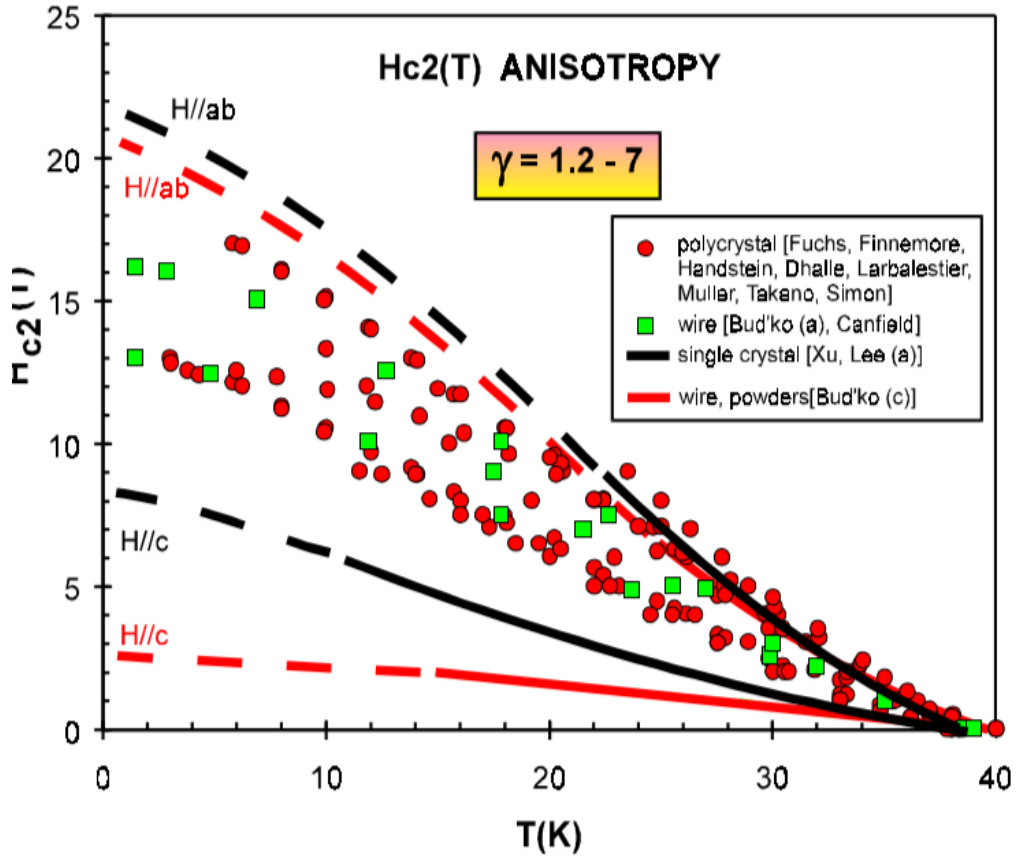
Biçim	Referans	$H_{c2}^{//ab}(0)$ [T]	$H_{c2}^{//c}(0)$ [T]	$\xi_{ab}(0)$ [nm]	$\xi_c(0)$ [nm]	γ
Külçe	Handstein vd. 2001	12	11	5.5	5.0	1.1
Yönlendirilmiş Kristaller	Lima vd. 2001	11	6.5	7.0	4.1	1.7
Film	Jung vd. 2001	30	24	3.7	3.0	1.25
Film	Ferdeghini vd. 2001	26.4	14.6	4.7	2.6	1.8
Film	Patnaik	39	19.5	4.0	2.0	2
Tek Kristaller	Jung vd. 2001b	14.5	8.6	6.7	3.1	1.7
Tek Kristaller	Xu vd. 2001	25.5	9.2	6.5	2.5	2.6
Tozlar	Bud'ko vd. 2001	30	2.5	11.4	1.7	5-8
Tozlar	Simon vd. 2001	16	2	12.8	1.6	6-9

2.5.3.2.4. MgB₂ Süperiletken Sisteminde Anizotropi

Anizotropi yani eşyönsüzlük maddelerin fiziksel ya da mekanik özelliklerinin yöne bağlı olarak değişmesi şeklinde tanımlanmaktadır. Süperiletken malzemelerin anizotropi değeri, malzemenin kristal yapısına ve kristal formatına, malzemenin saflığına, sıcaklığına ve malzemenin elde edilme şartlarına bağlı olarak değişiklik gösterebilmektedir.

Anizotropi MgB₂ için diğer yüksek sıcaklık süperiletkenler ile karşılaştırıldığında daha düşüktür. Özellikle pratik uygulamalarda önemli olan anizotropi, kritik akım yoğunluğu değerlerini etkileyen önemli bir değerdir.

Anizotropi ölçümlerinde film, şerit, kablo ve tek kristal yapılar incelendiğinde, en güvenilir sonuçları tek kristal yapılar vermektedir. MgB₂ süperiletken sisteminde, üst kritik manyetik alan değeri için yapılan ölçümlerde, kısmi kristalize olmuş yapılarda anizotropi oranı, $\gamma = H_{c2}^{//ab} / H_{c2}^{//c}$, 1.1 - 1.7 arasında bulunmuştur. Ancak, bu değer tek kristal yapılarda 1.7-2.7 arasında iken, tozlarda 5-9 değerlerine yükselmektedir. Sıcaklıktan hemen hemen bağımsız olmak üzere, yönlenmiş kristal yapıda gerçekleştirilen kritik akım yoğunluğu ölçümlerinde ise anizotropi $J_c^{ab} / J_c^c \approx 1.5$ civarında olduğu bulunmuştur.

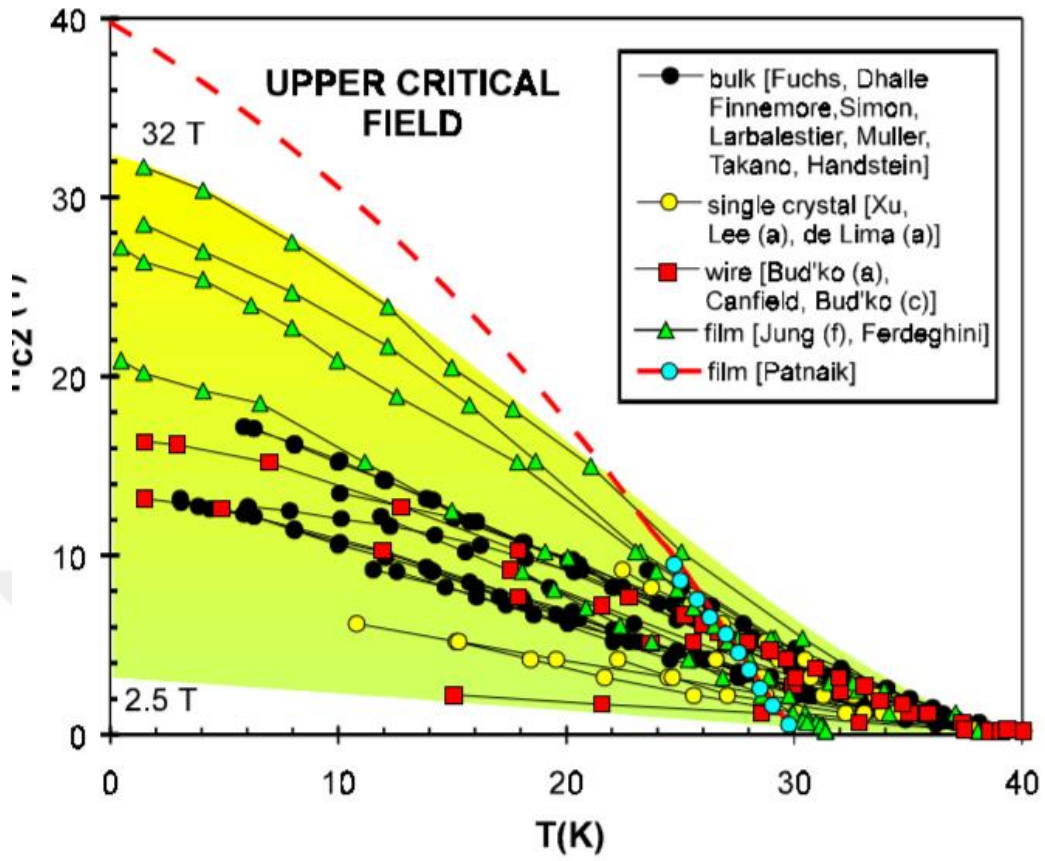


Şekil 2.24 MgB₂ tek kristaller, tel ve tozlar için üst kritik alan anizotropisinin sıcaklık bağımlılığı

2.5.3.2.5 Kritik Alanlar

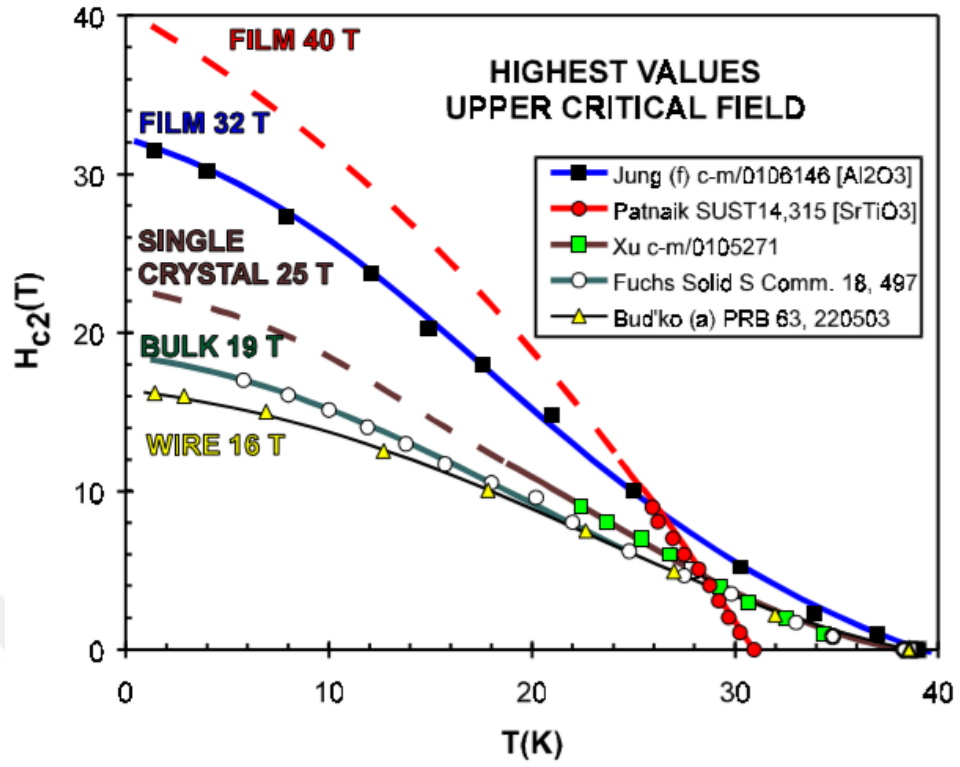
2.5.3.2.5 .1. H_{c2}(T) En Yüksek Değerler

Sıcaklıktaki üst kritik alanın ölçümleri, Şekil 2.22'de gösterildiği gibi H_{c2} (0) için 2.5T'den 32T'ye kadar geniş bir değer aralığı gösterir. Bununla birlikte, filmler için daha da yüksek üst kritik alanlar (40T) elde edilebilir. MgB₂'nin koherens uzunluğunun kısaltılması (Tablo 2.6), yüksek alan performanslarının iyileştirilmesinin temeli olmasına rağmen, yüksek ξ 'yi muhafaza etme yeteneği elektronik uygulamalar için çok avantajlıdır. MgB₂'nin süper iletken özelliklerinin alaşımlama yoluyla anlaşılması ve kontrol edilmesi, bu malzemenin gelecekteki uygulamalarında çok önemli olacaktır.

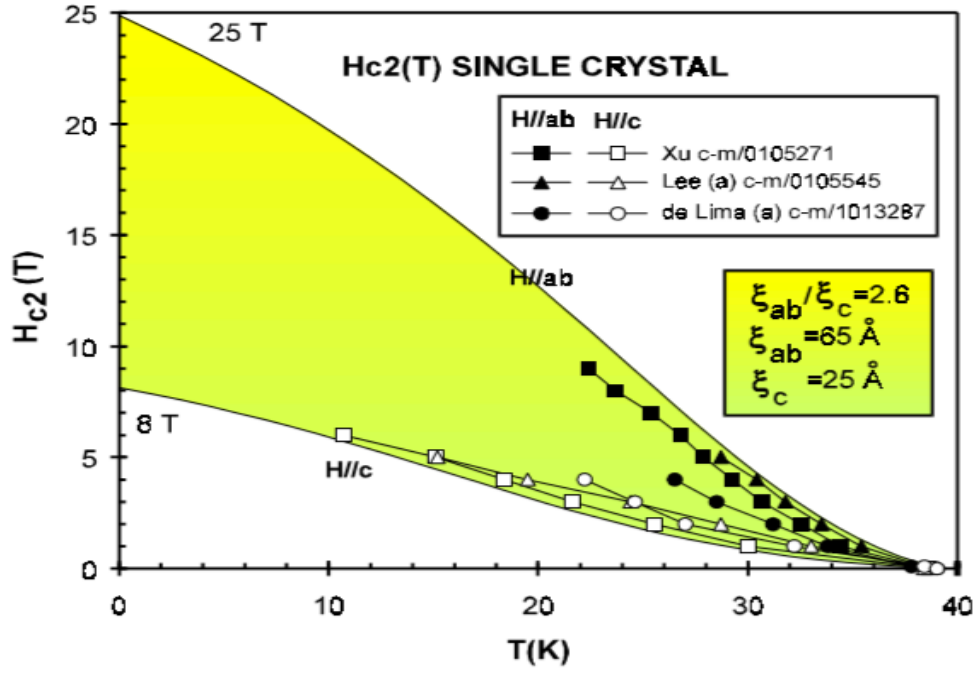


Şekil 2.25 Farklı konfigürasyonlarda MgB_2 için sıcaklık T 'ye karşı üst kritik alan H_{c2} : yığın, tek kristaller, teller ve filmler

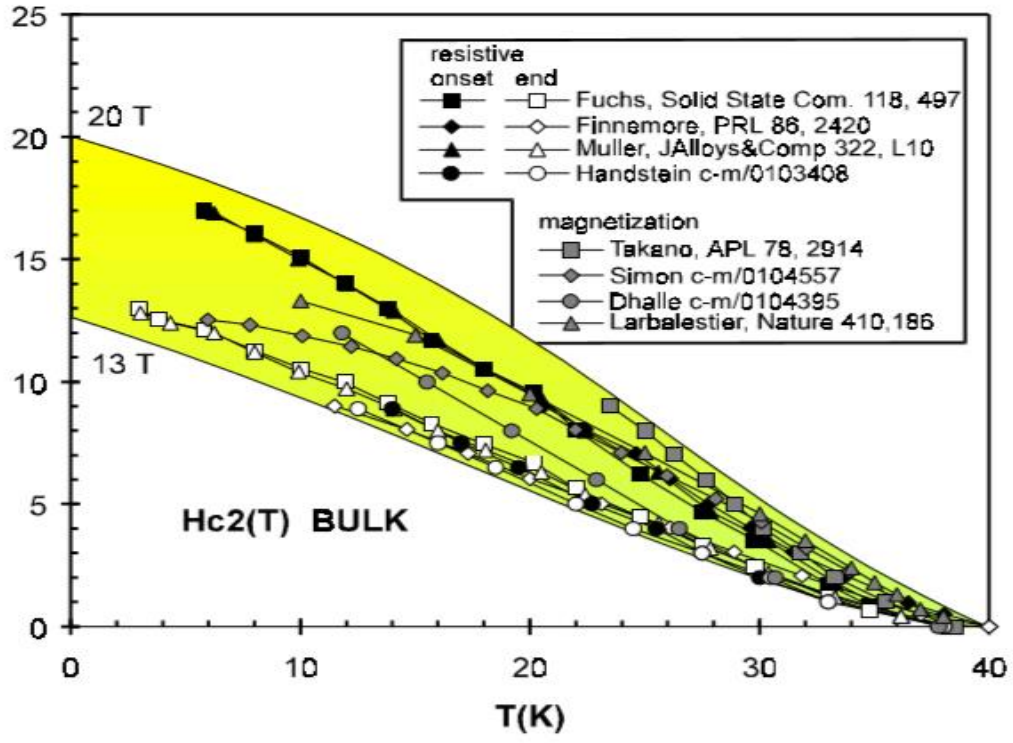
Şekil 2.25'de, farklı konfigürasyonlarda MgB_2 için düşük sıcaklıklarda en yüksek değerlere sahip $H_{c2}(T)$ eğrileri gösterilmektedir. Filmler için üst kritik alanın en yüksek değerleri elde edilir. Olağan kritik sıcaklığı 39 K olan filmler, $H_{c2}(0) = 32 \text{ T}$ gibi üst kritik alanlara sahiptir. Ancak, daha düşük T_c 'ye sahip filmler 40 T'ye kadar daha yüksek kritik üst alanlara ulaşabilir. Üst kritik alanlar için ikinci en iyi değerler, $H_{c2}(0)=25\text{T}$ ile tek kristallerle, ardından $H_{c2}(0)=19\text{T}$ ve 16T



Şekil 2.26 Farklı konfigürasyonlarda MgB_2 için düşük sıcaklıklarda en yüksek değerlere sahip $H_{c2}(T)$ eğrileri gösterilmektedir.

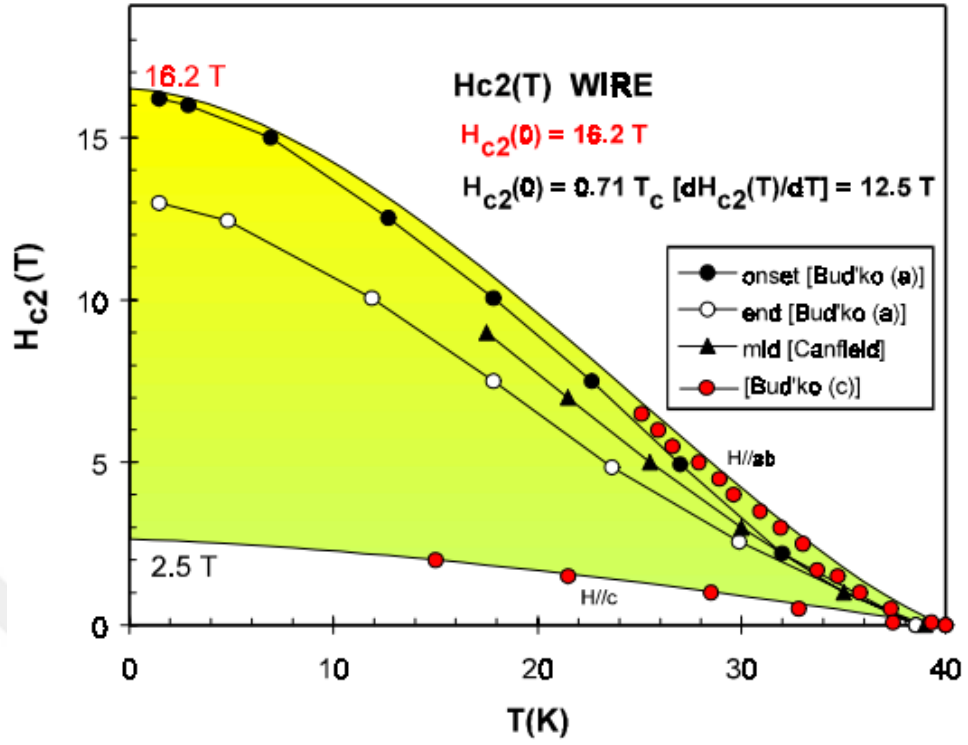


Şekil 2.27 MgB_2 tekli kristaller için $H_{c2}(T)$



Şekil 2.28 MgB_2 yığını için sıcaklığa karşı üst kritik alan

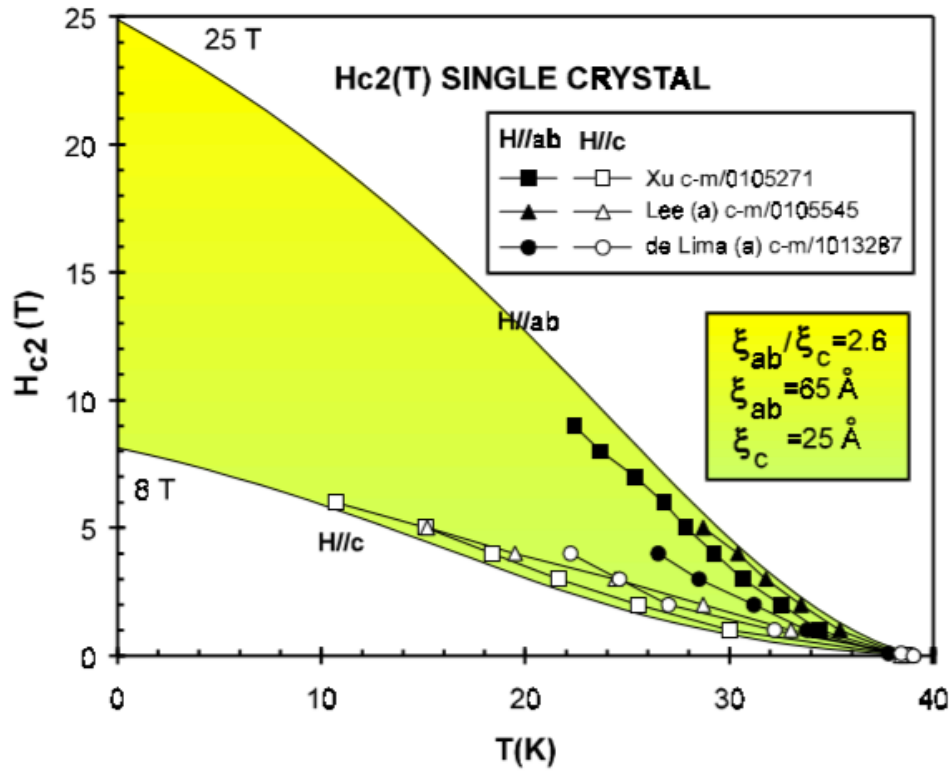
Şekil 2.27-2.28'de, MgB_2 için farklı konfigürasyonlarda elde edilen üst kritik alanın sıcaklık bağımlılıkları vardır: sırasıyla yığın, teller, filmler ve tek kristaller.



Şekil 2.29 MgB_2 telleri için sıcaklığa karşı üst kritik alan.

Şekil 29'daki grafikte, $H_{c2}(T)$ bağımlılığının geniş bir T aralığında doğrusal olduğu ve düşük sıcaklıklarda doygun olduğu kolayca gözlemlenebilir.

MgB_2 için $H_{c2}(T)$ eğrisinin belirli bir özelliği, temiz sınırdaki süperiletkenler olarak kabul edilen borokarbitler YNi_2B_2C ve $LuNi_2B_2C$ 'de gözlenene benzer şekilde T_c 'ye yakın belirgin pozitif eğiliktir.



Şekil 2.30 MgB₂ tekli kristaller için H_{c2} (T) bağımlılığı

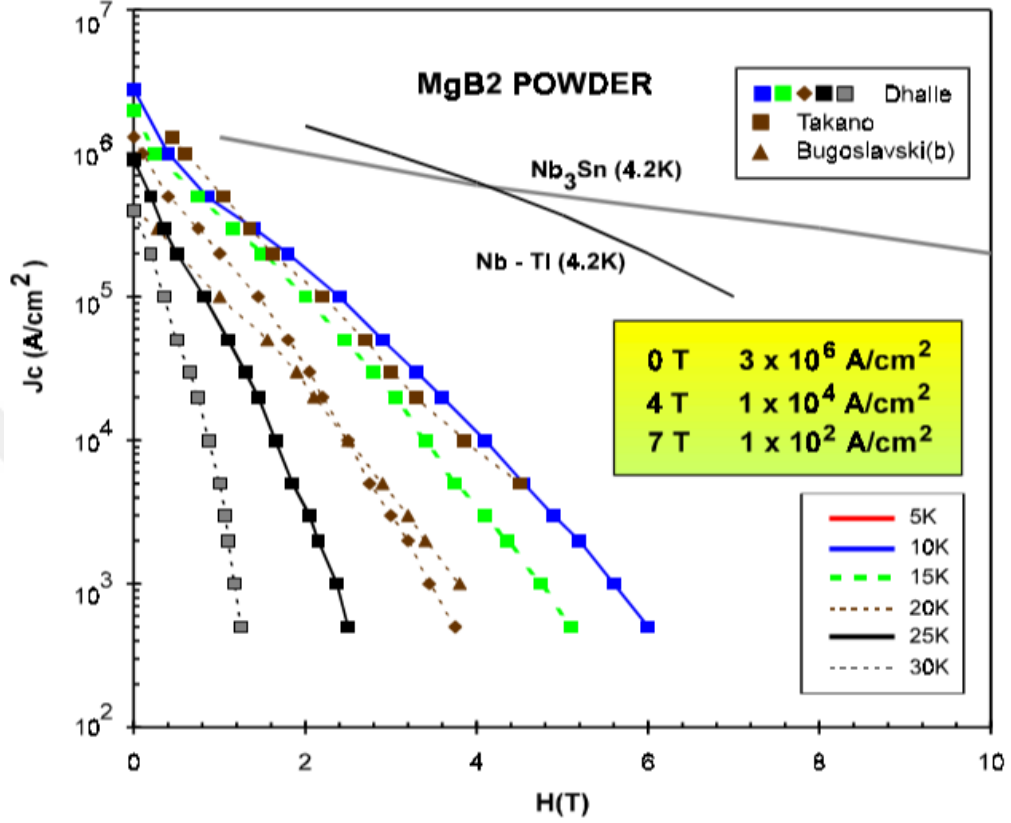
2.5.3.2.5.2 Alt Kritik Alan H_{c1}(T)

Sıcaklığa karşı daha düşük kritik alan verileri Şekil 2.24'de gösterilmektedir. Değerlerin çoğu 25 ile 48mT arasındadır. Tek kristaller kullanılarak ölçülen anizotropik H_{c1}^{//ab} ve H_{c1}^{//c} verileri yığın değerlerini kapsamaz tek kristal için verilerin doğru olmadığını düşündürmektedir. Alt kritik alan verilerinden çıkarılan penetrasyon derinliği değerleri 85 ile 203 nm arasındadır.

2.5.3.2.6 Uygulanan Manyetik Alana Karşı Kritik Akım Yoğunluğu J_c(H)

Birçok grup, MgB₂'nin farklı geometrik konfigürasyonları için kritik akım yoğunluğunu ve sıcaklık ve manyetik alan bağımlılığını ölçmüştür. Ortaya çıkan fikir birliği, HTSC'den farklı olarak, MgB₂'deki J_c(T,H) 'nin zayıf bağlantı etkileriyle değil, sabitleme özellikleriyle belirlendiğidir. Bu sabitleme özellikleri büyük ölçüde alana bağlıdır ve mütevazı manyetik alanlarda oldukça zayıf hale gelir. Endüktif ölçümler, yoğun hacimli numunelerde mikroskobik akım yoğunluğunun, dağılmış

tozlarda ölçülen tanecik içi J_c ile pratik olarak aynı olduğunu, dolayısıyla akımın tane sınırları ile sınırlı olmadığını göstermektedir.



Şekil 2.31 MgB_2 tozları için manyetik alana karşı kritik akım yoğunlukları. Nb-Ti ve Nb_3Sn için 4,2 K'deki veriler karşılaştırma için gösterilmektedir.

Karşılaştırma için 4,2 K'de Nb-Ti ve Nb_3Sn için $J_c(H)$ verileri gösterilmektedir. Öz alanlarda yığın MgB_2 , 10^6 A/cm^2 'ye kadar orta düzeyde kritik akım yoğunluğu değerleri elde etmektedir. Uygulanan 6 T J_c manyetik alanlarda 10^4 A/cm^2 'nin üzerinde tutulurken, 10T J_c 'de yaklaşık 10^2 A/cm^2 'dir. Şekil 2.31'de (Dhalle), (Takano), (Bugoslavski) MgB_2 tozları için alana karşı kritik akım yoğunluğunu göstermektedir. $3 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ 'ye kadar düşük alanlarda çok yüksek akım yoğunlukları elde edilebilir. Bununla birlikte, 7T'lik manyetik alanlar akım yoğunluğunu düşük değerlere söndürür – 10^2 A/cm^2 , $J_c(H)$, alanda MgB_2 'den daha fazla bağımlılığa sahiptir.

2.5.3.2.7 Tersinmezlik Alanı (H_{irr})

Tersinmezlik alanı H_{irr} , akım yoğunluğunun sıfıra doğru gittiği alana denir. Sıfırdan farklı kritik akımlar bu alanın altındaki manyetik alanlar ile sınırlandırıldığından süperiletken malzemeler bakımında oldukça önemlidir. Tersinmezlik alan değerinden MgB_2 için Grasso ve arkadaşları çalışmalarında 12 T'dan biraz daha yüksek H_{irr} değeri bulmuşlardır (Grasso vd 2003).

Özetle, MgB_2 için parametre değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 2.7 MgB_2 'nin süperiletkenlik parametreleri

PARAMETRELER	DEĞERLER
Kritik sıcaklık	$T_c = 39 - 40$ K
Hegzagonal örgü parametreleri	$a = 0,3086$ nm. , $c = 0,3524$ nm.
Teorik yoğunluğu	$\rho = 2,55$ g/cm ³
Basınç katsayısı	$dT_c/dP = -1,1 - 2$ K (GPa) ⁻¹
Taşıyıcı yoğunluğu	$n_s = 1,7 - 2,8 \times 10^{23}$ holes cm ⁻³
İzotop etkisi	$\alpha_T = \alpha_B + \alpha_{Mg} = 0,3 + 0,02$
T_c civarında öz direnç ρ (40 K) = 0,4 – 16 $\mu\Omega$ cm	
Öz direnç oranı	$RR = \rho(40 \text{ K}) / \rho(300 \text{ K}) = 1 - 27$
Üst kritik alan	$H_{c2}^{ ab}(0) = 14 - 39$ T $H_{c2}^{ c}(0) = 2 - 24$ T
Alt kritik alan	$H_{c1}(0) = 27 - 48$ mT
Tersinmezlik alanı	$H_{irr}(0) = 6 - 35$ T
Eş-uyum uzunluğu	$\xi_{ab}(0) = 3,7 - 12$ nm $\xi_c(0) = 1,6 - 3,6$ nm
Nüfuz etme derinliği	$35 \lambda(0) = 85 - 180$ nm
Enerji aralığı	$\Delta(0) = 1,8 - 7,5$ meV
Debye sıcaklığı	$\Theta_D = 750 - 880$ K
Kritik Akım Yoğunlukları	$J_c(4,2 \text{ K}, 0 \text{ T}) > 10^7$ A cm ⁻² $J_c(4,2 \text{ K}, 4 \text{ T}) = 10^6$ A cm ⁻² $J_c(4,2 \text{ K}, 10 \text{ T}) > 10^5$ A cm ⁻² $J_c(25 \text{ K}, 0 \text{ T}) > 5 \times 10^6$ A cm ⁻² $J_c(25 \text{ K}, 2 \text{ T}) > 10^5$ A cm ⁻²

BÖLÜM 3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bilindiği gibi metallerin elektrik özdirencinin sıcaklığa göre değişmesi Bloch-Gruneisen (BG olarak kısaltılır) teorisi ile verilir. Bu tez çalışmasında BG fonksiyonu için binomial ayrılış teoremi kullanılarak analitik ifade alınmıştır. Genelleştirilmiş BG fonksiyonunu hesaplamak için çok sayıda araştırmacılar tarafından kullanılan farklı sayısal yöntemlerde, $m=3,4,5$ değerlerinde metallerin özdirencinin sıcaklığa bağlılığı belirlenmiştir. Genelleştirilmiş BG fonksiyonunun yukarıda sözü edilen problemlerin hesaplanmasında önemli rol oynar.

Çok sayıda kaynaklarda süperiletkenlerin normal durum özdirencinin sıcaklığa bağlılığı elektron-fonon modeli (yani BG modeli)  er evesinde analiz edilmiştir.

Bu tez çalışmasının amacı, genelleştirilmiş BG fonksiyonu için genel analitik bağıntılar elde et eltir. Özellikle, bu analitik bağıntı süperiletkenlerin özdirencinin sıcaklığa bağlılığını incelemek için önemlidir ve teorik fiziğin herhangi bir başka dalında da kullanılabilir.

Bu çalışmada genelleştirilmiş BG fonksiyonu için elde edilen analitik bağıntılar doğrultusunda Mathematica proglama dilinden program oluşturulmuştur. Özdirencin BG fonksiyonu ile ifadesi aşağıdaki gibi verilmiştir;

$$\rho(T) = \left(\frac{c}{\theta_D}\right) \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^m J_m \left(\frac{T}{\theta_D}\right) \quad (3.1)$$

Burada, $J_m (T/\theta_D)$ BG fonksiyonu olup aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$J_m \left(\frac{T}{\theta_D}\right) = \int_0^{\theta_D/T} x^m / (e^x - 1) (1 - e^{-x}) dx \quad (3.2)$$

Eşitlik (1)'de c bir sabit, θ_D metalin Debye sıcaklığı, T mutlak sıcaklıktır ve m ise tam ve kesirli değerler alır.

$$[(e^x - 1)(1 - e^{-x})]^{-1} = e^{-x} [1 - e^{-x}]^{-2} \quad (3.3)$$

bağıntısını kullanarak, Eşitlik (3.2) aşağıdaki şekilde tekrar yazılabilir;

$$J_m \left(\frac{T}{\theta_D} \right) = \int_0^{\theta_D/T} x^m e^x / (1 - e^{-x})^2 dx \quad (3.4)$$

BG fonksiyonunun analitik ifadesini elde etmek amacıyla kompleks ve reel bir n için binomial açılım teoremi kullanılmıştır. ($|x| > |y|$)

$$(x \pm y)^n = \sum_{m=0}^{\infty} (\pm 1)^m F_m(n) x^{n-m} y^m \quad (3.5)$$

Burada $F_0(n) = 1$ ve

$$F_m(n) = \begin{cases} n! / [m!(n-m)!], & n \text{ tamsayı ise} \\ \frac{(-1)^m \Gamma(m-n)}{m! \Gamma(-n)}, & n \text{ kesirli ise} \end{cases} \quad (3.6)$$

$m < 0$ için ($F_m(n)$) binomial katsayısı sıfırdır. (6) eşitliğinde $\Gamma(\sigma)$ gamma fonksiyonlarıdır:

$$\Gamma(\sigma) = \int_0^{\infty} t^{\sigma-1} e^{-t} dt \quad (3.7)$$

Çalışmada (3.5) eşitliği (3.4)'de yerine yazılarak genelleştirilmiş BG fonksiyonları için aşağıdaki gibi basit yapıda formül elde edilmiştir;

$$J_m \left(\frac{T}{\theta_D} \right) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{t=0}^N (-1)^i F_i(-2) \gamma(m+1, (i+1)\theta_D/T) / (i+1)^{m+1} \quad (3.8)$$

Burada N , toplamın üst limitidir. $\gamma(\alpha, x)$, Tamamlanmamış Gamma Fonksiyonlarıdır;

$$\gamma(\alpha, x) = \int_0^{\infty} t^{\alpha-1} e^{-t} dt \quad (3.9)$$

Literatürde genelleştirilmiş BG fonksiyonun hesaplaması için etkili metotlardan biri $m=5$ için Deutsch (1987) tarafından verilmiştir;

$$J_5\left(\frac{T}{\theta_D}\right) = 120\zeta(5)$$

$$-\lim_{N \rightarrow \infty} \cdot \sum_{k=1}^N \exp(-ky) [y^5 + 5y^4/k + 20y^3/k^2 + 60y^2/k^3 + 120y/k^4 + 120/k^5] \quad (3.10)$$

Burada $y = T / \theta_D$ ve $\zeta(x)$ ise aşağıdaki gibi tanımlanan Riemann zeta fonksiyonudur ;

$$\zeta(x) = \lim \sum_{k=1}^N k^{-x} \quad (3.11)$$

Sonuçta özdirenç için genel ifadesini aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$\rho(T) = \rho_0 + (m-1) \rho' \theta_D (T / \theta_D)^m J_m(T / \theta_D) \quad (3.12)$$

Burada ρ_0 artık direnç, ρ' ise özdirençin sıcaklık katsayısıdır.

BÖLÜM 4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

Çalışmamızda MgB_2 süperiletkenin uygun parametreleri $\Theta_D = 1016 \text{ K}$, $\rho' = 0.9 \mu\Omega\text{cmK}^{-1}$ ve $\rho_0 = 228.2 \mu\Omega\text{cm}$. literatür aralığında 3-5 bildirilen MgB_2 süperiletken numuneleri için güç endeksi m tamsayı değerleri. Elde edilen formülü (Denk. (3.8)) kullanarak, 3-5 aralığında m 'nin tamsayı ve tamsayı olmayan değerlerinin $\rho(T)$ verilerimizi çizebiliriz. Bu algoritmanın uygulanmasından elde edilen sonuçlar aşağıda gösterilmiştir.

Tez çalışmasının bu bölümünde, yukarıda tanımlanan metotların doğruluğunu ve etkinliğini göstermek için değişik yaklaşımlardan alınan sayısal sonuçları tablo olarak verdik. Bu tezde ve formül (3.10) dan elde edilen formül (3.8) ' in temelinde Mathematica 7.0 proglama dilinde program oluşturuldu. Genelleştirilmiş BG fonksiyonu için hesaplanan sonuçlar Tablo 4.1 ve Tablo 4.2 de gösterilmiştir. Bu çalışmada önerilen algoritma, m 'nin tam sayılı ve reel sayılı değerlerinde genelleştirilmiş BG fonksiyonunun hesaplaması için uygun olabilir. Bizim sonuçlarımızdan açıkça görüldüğü gibi, bu formül entegral parametrelerinin keyfi değerleri için önemli ölçüde dakik sonuçlar verir. Sayısal sonuçların karşılaştırılmasında analitik formüle göre hesaplama zamanının daha az olmakla beraber alınan sonuçların uyum içerisinde olduğu görülür. Tablo 1'den görülebileceği gibi genelleştirilmiş BG fonksiyonunun hesaplama sonuçları, fonksiyonun değişenlerinin geniş aralığında literatürdeki sonuçlarla iyi uyum gösterir.

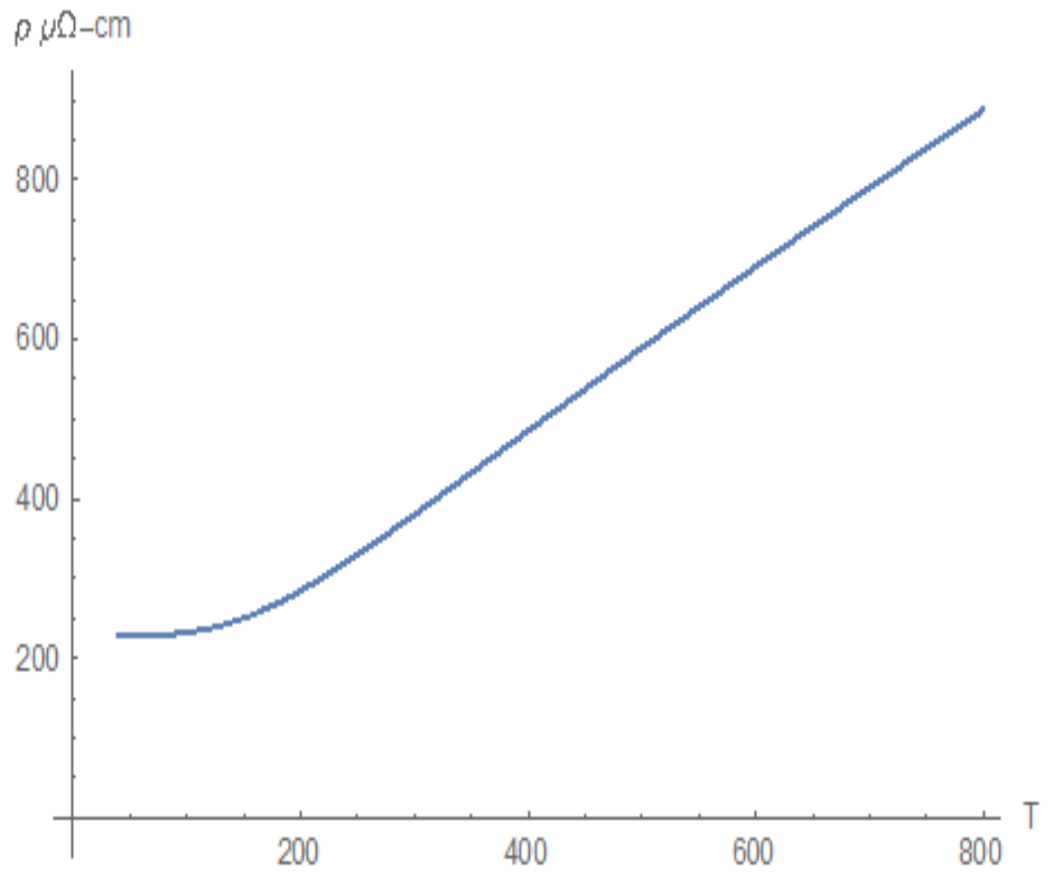
Çalışma, m 'nin tamsayı ve reel değerleri için metallerin öz direncinin sıcaklığa bağlılığının hesaplanması için ilerlemeler sağlar. Böylece bu çalışmada, m 'nin tüm tamsayı ve reel değerleri için öz direncin sıcaklığa bağlılığının grafiği çizebilir. Genelleştirilmiş BG fonksiyonunun hesaplanması için genel basit bir teknik sunulmuştur. Bu tez çalışmasında tartışılan metodu kullanarak bu hesaplamalar kolayca yapılabilir.

Tablo 4.1. BG fonksiyonunun karşılaştırmalı değerleri

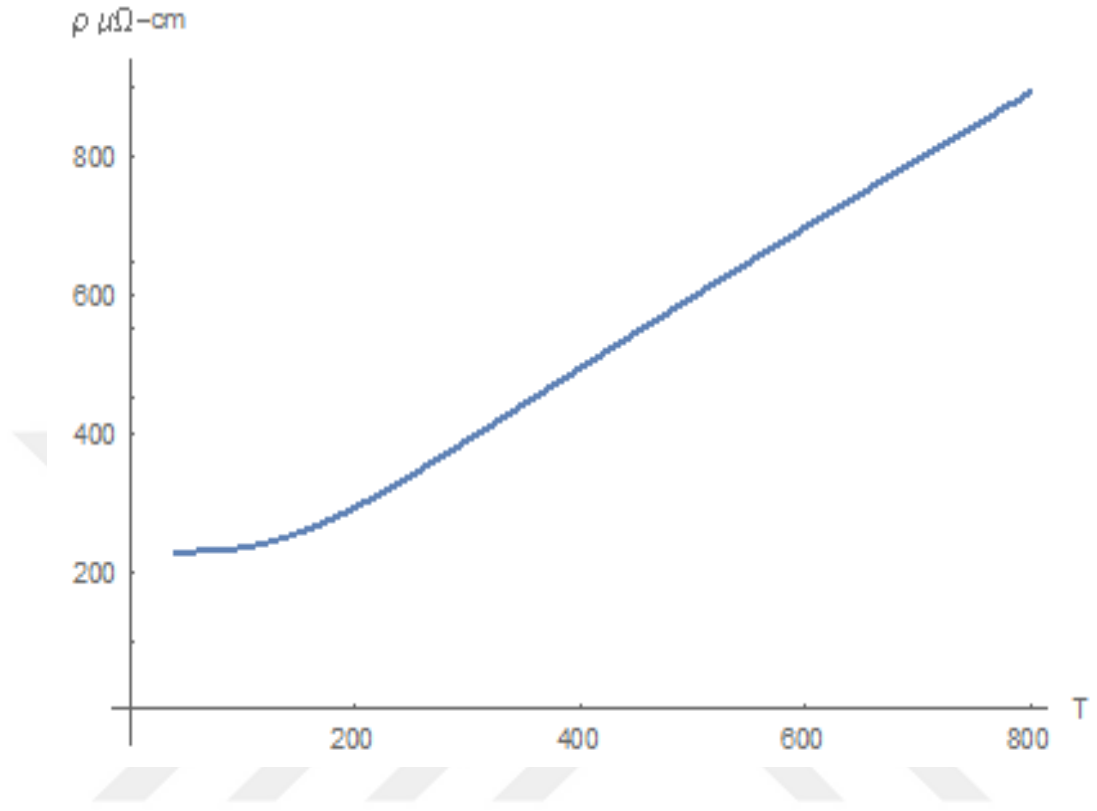
T	θ_D	Eq.(8)	Eq.(10)
45	285	7.71340707646096E+01	7.71340707998706E+01
15	128	1.06776116745559E+02	1.06776116780820E+02
8	54	8.43500461975857E+01	8.43500462328467E+01
65	24	4.61151099836592E-03	4.61154626152632E-03
55	424	9.81003230150648E+01	9.81003230503257E+01
72.3	675.4	1.12854881961710E+02	1.12854881961971E+02
85.7	446.5	5.47334217880251E+01	5.47334218232861E+01
118	118	2.36615843978105E-01	2.36615879239556E-01
118	1280	1.19501084806858E+02	1.19501084842119E+02
125	1400	1.20438435873056E+02	1.20438435908317E+02
140	750	5.78379922360423E+01	5.78379922713033E+01
180	2400	1.23396053905379E+02	1.23396053940639E+02

Tablo 4.2 Genel BG işlevinin değerleri $J_m \left(\frac{T}{\theta_D} \right)$

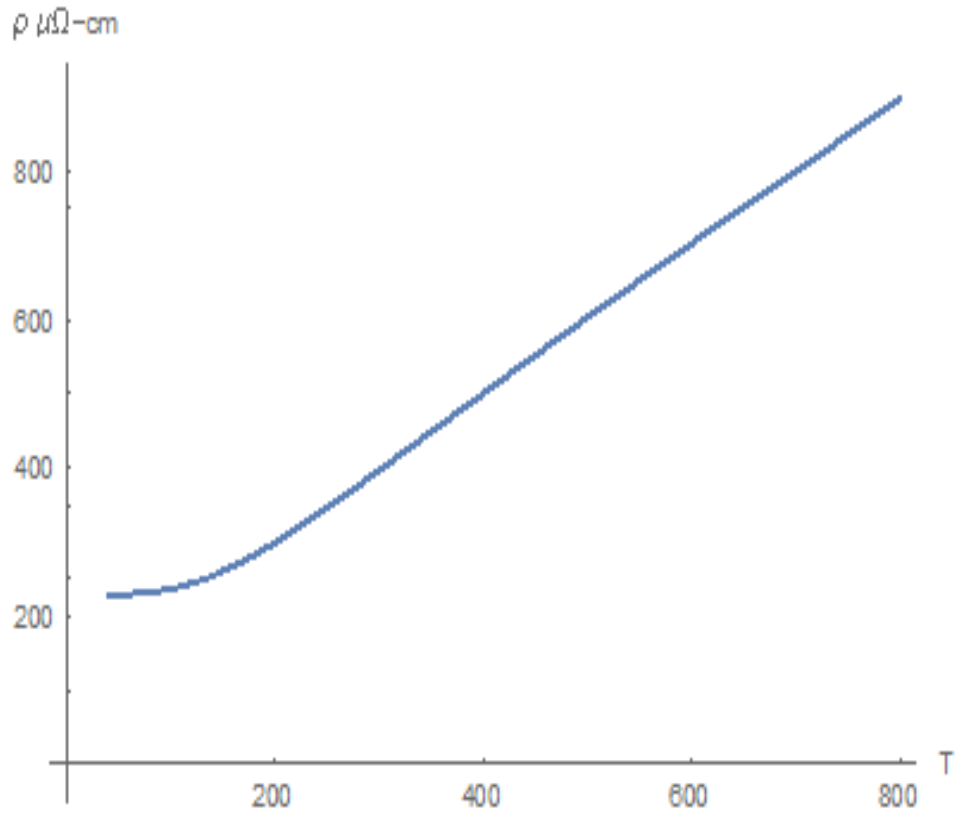
T	θ_D	m	Eq.(8)
25.2	124	3	5.54541288089487
35.6	336	4.5	5.18902855606894E+01
126.5	126.5	6.8	1.62141598002308 E-01
42.3	312.6	5.6	2.37099370314160 E+02
64.2	431.2	8.56	2.46749626027391 E+04
76.4	843.12	12.8	8.86557523693982 E+08
87.6	1084.3	18.3	6.32399874720514 E+14
108.7	1500.4	8.8	2.07440144552222 E+05
108.7	1500.4	28.8	5.65917436550889 E+26
128.2	2500	13.6	2.68893338358047 E+10
252	1250	9	1.14316065662475 E+04
352	875	12	1.34328549257570 E+03
435	2875	16	1.08658429608633 E+10
543	3287.5	20	4.09454947433271 E+12
273	1328	24	5.79619565344143 E+13
273	1328	6	1.67971359378119 E+02



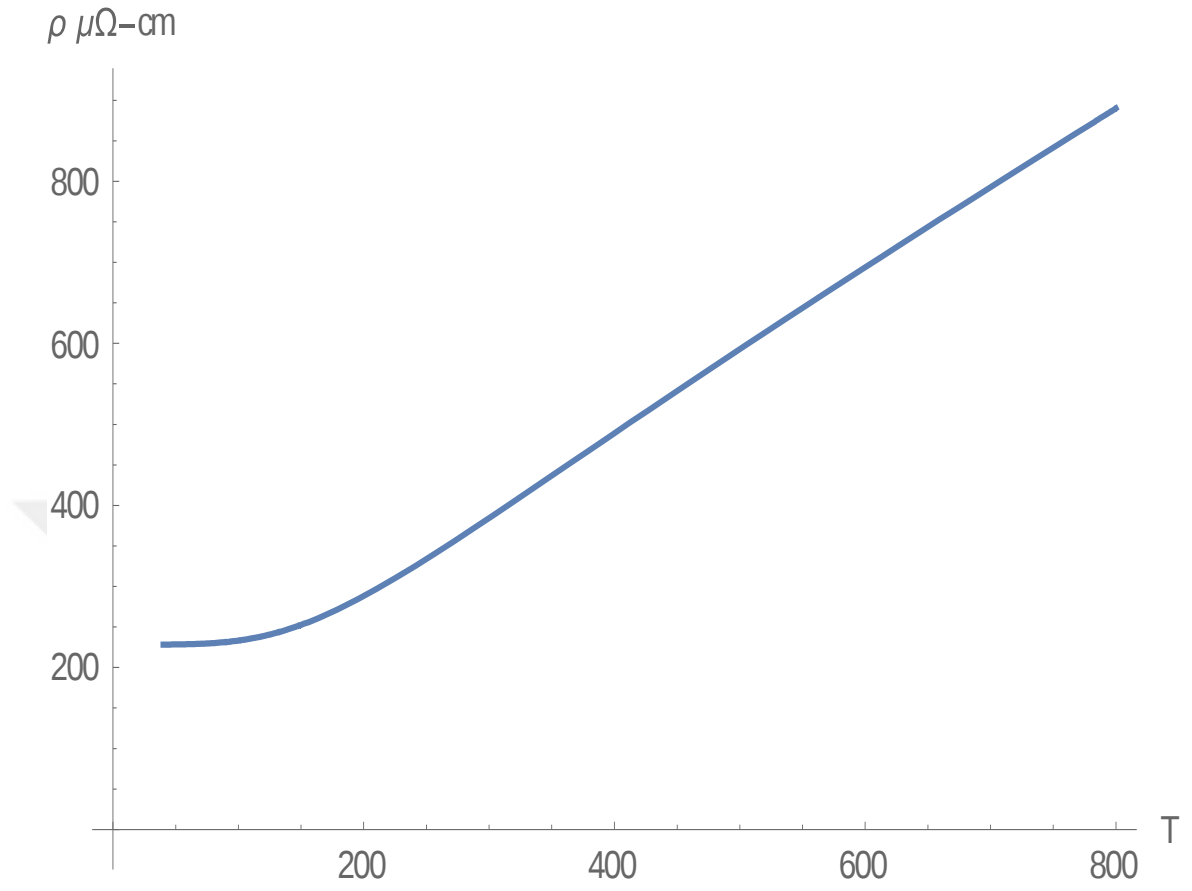
Şekil 4.1m=5 değerinde MgB_2 superiletkenin öz direncinin sıcaklığa bağımlılığı



Şekil 4.2m=4 değerinde MgB_2 superiletkenin öz direncinin sıcaklığa bağımlılığı



Şekil 4.3 $m=3.5$ değerinde MgB_2 süperiletkenin öz direncinin sıcaklığa bağımlılığı



Şekil 4.4 $m=4.5$ değerinde MgB_2 superiletkenin öz direncinin sıcaklığa bağımlılığı

BÖLÜM 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Herhangi bir tam sayı ve tam sayı olmayan m 'nin BG fonksiyonları için elde edilen ifadeyi kullanarak, sinterlenmiş polikristalin MgB_2 numunesinin sıcaklığına (T) karşı direnç (ρ) varyasyonunu çizebiliriz. ρ 'nin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.1', 4.2 , 4.3 4.4 de çeşitli tamsayı ve tamsayı olmayan değerler m için gösterilmiştir. Öz direnç, $\rho(T)$ 'nin sonuçları Şekil 4.1 4.2, 4.3 4.4' de 40 ila 600 K sıcaklık aralığı için gösterilmiştir ve $m = 3,3,5,4,4,5$ ve 5 Şekil 4.1 4.2, 4.3 4.4' de 40 Denklemler (3.8) ve (3.12) 3-5 aralığındaki m tamsayı değerleri için, deneysel $\rho(T)$ verileri kullanılarak çizilen eğriye benzer en iyi uyum eğrisini elde edebiliriz. Şekil 4.1 4.2, 4.3 4.4' de grafiklerin yeterliliğinden, sonuçlar tatmin edicidir.

Literatürde bilindiği kadarıyla BG fonksiyonlarının m tamsayı olmayan değerlerle değerlendirilmesi üzerine bir çalışma yoktur. m tamsayı ve tamsayı olmayan değerler için metallerin direncinin sıcaklığa bağlılığının hesaplanması için çalışmalar devam etmektedir. Bu nedenle, m tüm tamsayı ve tamsayı olmayan değerler için sıcaklığa karşı öz direnç çizebiliriz. Genel BG fonksiyonlarının hesaplanması için bu tez çalışmasında basit bir teknik sunuldu.

Bu tez çalışmasında, öz direncin sıcaklığa bağlılığını veren genel ifadesi BG fonksiyonu ile ifade edilmiştir. Genelleştirilmiş BG fonksiyonlarının hesaplanmasında, tamamlanmamış gamma fonksiyonunun uygun formülleri seçilmiştir. Çalışmada, m 'nin kesirli ve tamsayı değerleri için genelleştirilmiş BG fonksiyonundan elde edilmiş analitik bağıntının MgB_2 için uygulamaları yapılmıştır. Sonuç olarak m 'nin tamsayı değerleri ile katıların öz direncinin hesaplanması için bu çalışmada uygulanan algoritmanın yararlı bir yöntem olabileceği görülmüştür.

KAYNAKLAR

- Abrikosov, A.A. 1957. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group. Soviet Physics, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 9:1174.
- A.G. Meshkovsky, A.I. Shalnikov., 1947. Zeitschrift für Physik B, 17: 851.
- Ağıl H., 2014. Organik Bileşik Katkılı MgB_2 Süperiletken Tellerin Üretimi Ve Fiziksel Karakterizasyonu, Ankara Üniversitesi, Fizik A.B.D., Doktora Tezi.
- Ahn, J.S., Kim, Y.J., Kim, M.S., Lee, S.I. and Choi, E.J. 2002. Structural and superconducting properties of $\text{MgB}_{2-x}\text{Be}_x$. Physical Review B, 65:17- 2503.
- Akimitsu, J. 2001. Symposium on Transition Metal Oxides, Sendai, Japan.
- Aksan, M.A., Yakıncı, M.E. and Güldeste, A. 2006. Co-addition into MgB_2 : The structural and electronic properties of $(\text{MgB}_2)_{2-x}\text{Co}_x$. Journal of Alloys and Compounds, Volume 424, Issues 1-2: 33-40.
- Aksu, E., 2003. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerde Fiziksel Özellikler. Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Alecu, G., 2004, “Crystal structures of some high-temperature superconductors”, Romanian Reports in Physics, 56 (3): 404–412.
- Askerzade, İ., 2005. Süperiletkenlik Fiziğine Giriş. Ankara, Gazi Kitabevi.
- Ayaş A.O., 2010. $\text{Y}_3\text{Ba}_5\text{Cu}_8\text{O}_{18+}$ ve $\text{Y}_3\text{Ba}_5\text{Ca}_2\text{Cu}_8\text{O}_{18+}$ Numunelerinin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi
- Anderson, N.E., Straszheim, W.E., Bud'ko, S.L., Canfield, P.C., Finnemore, D.K. and Suplinskas, R.J. 2003. Titanium additions to MgB_2 conductors. Physica C: Superconductivity, Volume 390, Issues 1: 11-15.
- An, J.M., Pickett, W.E. 2001. Superconductivity of MgB_2 : Covalent bonds driven metallic. Physical Review Letters, 86 (19): 4366- 4369.
- Ankara Üniversitesi, 2010, Süperiletken Teknolojileri Uygulama ve Araştırma Merkezi.

- Ateş, H., 2001, “Y0.4V0.6Ba2Cu3Oz süperiletken sisteminin karakterizasyonu”, II. Ulusal Yüksek Sıcaklık Süperiletkenler Sempozyumu, Malatya.
- Avdeev, M., Jorgensen, J.D., Ribeiro, R.A., Bud'ko, S.L., Canfield, P.C. 2003. Crystal chemistry of carbon-substituted MgB₂. Physica C: Superconductivity, Volume 387, Pages 301-306.
- Babaoğlu, M., 2012. Aromatik hidrokarbon katkılı MgB₂ süperiletkenlerin elektromanyetik karakterizasyonu, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Doktora Tezi.
- Bardeen, J., Cooper, L.N. and Schrieffer, J.R. 1957. Theory of Superconductivity. Physical Review, 108:1175.
- Battal Ö., 2015. Üretim Tekniklerinin Bizmut Tabanlı Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Fiziksel Özelliklerine Etkisi. Muğla Sıtkı Kocaman Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Bauer E, Paul Ch, Berger St, Majumdar S, Michor H, Giovannini M, Saccone A and Bianconi A 2001. Thermal conductivity of superconducting MgB₂, J. Physics Condensed Matter//13: 487.
- Bednorz, J.G., Müller, K.A., 1986, “Possible High-T_c Superconductivity in Ba-La-Cu-O System”, *Zeitschrift für Physik B*, 64:189.
- Belashchenko K D, Antropov V P and Rashkeev S N 2001, Anisotropy of p states and ¹¹B nuclear spin-lattice relaxation in (Mg,Al)B₂, Physical Review B, 64:132506.
- Bhatia, M., Sumption, M.D., Collings, E.W. and Dregia, S. 2005. Increases in the irreversibility field and the upper critical field of bulk MgB₂ by ZrB₂ addition. Applied Physics Letters, 87:042505.
- Bilgeç, G., 2004. Sb2O3 katkılı YBCO süperiletken seramiklerin karakterizasyonu. Dokuz Eylül Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Bianconi A, Saini N L, Di Castro D, Agrestini S, Campi G, Saccone A, De Negri S, Giovannini M and Colapietro M 2001. Preprint, High T_c superconductivity at a critical strain and charge density in diborides, condensed-matter//0102410.
- Bohnen, K.P., Heid, R. and Renker, B. 2001. Phonon dispersion and electron-

phonon coupling in MgB_2 and AlB_2 . Phys. Applied Physics Letters, 86 (25):5771- 5774.

Bouquet, F., Fisher, R.A., Philips, N.E., Hinks, D.G. and Jorgensen, J.D. 2001. Specific heat of Mg^{11}B_2 : Evidence for a second energy gap. Physical Review Letters, 8704 (4): 7001.

Braccini, V., Nardelli, D., Penco, R., Grasso, G. 2007. Development of ex situ processed MgB_2 wires and their applications to magnets. Physica C, 456: 209- 217.

Bud'ko, S.L., Lapertot, G., Petrovic, C., Cunningham, C.E., Andreson, N. and Canfield, P.C. 2001. Boron Isotope Effect in Superconducting MgB_2 . Physical Review Letters, 86:1877.

Bugoslavsky, Y., Cohen, L.F., Perkins, G.K., Polichetti, M., Rate, T.J., Gwilliam, R. and Caplin, A.D. 2001. Enhancement of the high- magnetic field critical current density of superconducting MgB_2 by proton irradiation. Nature, 411: 561- 563.

Buzea, C. and Yamashita, T. 2001. Review of the superconducting properties of MgB_2 . Supercond. Science technology, 14: 115- 146.

Canfield P C, Finnemore D K, Bud'ko S L, Ostenson J E, Lapertot G, Cunningham C E. and Petrovic C., 2001. Superconductivity in dense MgB_2 wires, Physical Review Letters, 86 : 2423.

Cava R J et al., 1994. Nature, 367-252.

Che G C, Li S L, Ren Z A, Li L, Jia S L, Ni Y M, Chen H, Dong C, Li J Q, Wen H H. and Zhao Z X., 2001. Preprint, Preparation and Superconductivity of a MgB_2 Superconducting Tape, Condensed Matter//0105215.

Cheng, C.H., Zhao, Y., Wang, L. and Zhang, H. 2002. Preparation, structure and superconductivity of $\text{Mg}_{1-x}\text{Ag}_x\text{B}_2$. Physica C: Superconductivity, Volumes 378- 381, Part 1; 244-248.

Chen X H, Xue Y Y, Meng R L and Chu C W., 2001. Preprint, Penetration Depth and Anisotropy in MgB_2 , to appear in Physical Review B, condensed matter//0103029.

- Chen X K, Konstantinovic M J, Irwin J C, Lawrie D D. and Franck J P., 2001
Preprint, Investigation of the Superconducting Gap in MgB_2 by Raman
Spectroscopy, , to appear in Physical Review Letters,
condensed matter//0104005.
- Chen X L, Tu Q Y, He M, Dai L. and Wu L., 2001. The bond ionicity of MB_2 (M =
Mg, Ti, V, Cr, Mn, Zr, Hf, Ta, Al and Y), Journal of Physics: Condensed
Matter//13:723.
- Chen X H, Wang Y S, Xue Y Y, Meng R L, Wang Y Q. and Chu C W. 2001.
Preprint, Correlation between the residual resistance ratio and
magnetoresistance in MgB_2 , condensed matter//0107154.
- Çavdar Ş., 2004. Talyum Tabanlı Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Elektrik Ve
Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri
Enstitüsü, Fizik ABD, Doktora Tezi.
- Çınar Y., 2007. Süperiletken Manyetik Yatakların Analizi Ve Modellenmesi. Gebze
Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Üniversitesi, Enerji Sistemleri
Mühendisliği A.B.D. Yüksek Lisans Tezi.
- de Lima O F, Ribeiro R A, Avila M A, Cardoso C A and Coelho A A 2001,
Anisotropic superconducting properties of aligned MgB_2 crystallites, Physical
Review Letters, 86:5974.
- de Lima O F, Cardoso C A, Ribeiro R A, Avila M A. and Coelho A A., 2001.
Preprint, Angular dependence of the bulk nucleation field H_{c2} of aligned
 MgB_2 crystallites, to appear in Physical Review B, condensed
matter//0105332.
- Deutsch M., 1987. An accurate analytic representation for the Bloch-Gruneisen
integral, Journal of Applied Physics, 20(13): 811.
- Dhalle M, Toulemonde P, Beneduce C, Musolino N, Decroux M. and Flukiger R.,
2001. Preprint, Transport - and inductive critical current densities in
superconducting MgB_2 , condensed matter//0104395.
- Doğan, N., 2005. YBCO (123) Sistemin Co/Mo Katkılı Kalın Film Üretimi Ve Genel
Karakterizasyonu. Malatya İnönü Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü,
Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.

- Dou, S.X., Wang, X.L., Horvat, J., Milliken, D., Li, A.H., Konstantinov, K., Collings, E.W., Sumption, M.D., Liu, H.K. 2001. Flux jumping and a bulk-to-granular transition in the magnetization of a compacted and sintered MgB_2 superconductor. *Physica C*, 361:79.
- Dou, S.X., Braccini, V., Soltanian, S., Klie, R., Zhu, Y., Li, S., Wang, X.L. and Larbalestier, D.C. 2004. Nanoscale-SiC doping for enhancing J_c and H_{c2} in superconducting MgB_2 . *Journal of Applied Physics*, 96 : 7549- 7555.
- Düz, I., 2008. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Süperiletkenlerinin Yapısal Özellikleri Üzerine Basınç Etkisinin Araştırılması. Konya Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Dzhafarov, T.D., 1996, Diffusion in high temperature superconductors, *Physica Status Solidi*, 158-335.
- Eisterer, M., Glowacki, B.A., Weber, H.W., Greenwood, L.R. and Majoros, M., 2002. Enhanced transport currents in Cu-sheathed MgB_2 wires. *Superconductor Science Technology*, 15:1088- 1091.
- Eremets M I, Struzhkin V V, Mao H K and Hemley R J., 2001, Superconductivity in Boron, *Science*, 293-272.
- Erkuş S., 2009. Mekanik Alaşımlama Yöntemi ile Süperiletken Magnezyum Diborür (MgB_2) Üretimi, Eskişehir Osmangazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Maden Mühendisliği ABD, Doktora Tezi.
- Ermolov S N, Indenbom M V, Rossolenko A N, Bdikin I K, Uspenskaya L S, Stepakov N S. and Glebovskii V G., 2001. Superconducting MgB_2 Films Obtained by Magnetron Sputtering, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letter*, 73:557.
- Feng, Y., Zhao, Y., Sun, Y.P., Liu, F.C., Fu, B.Q., Zhou, L., Cheng, C.H., Koshizuka, N. and Murakami, M., 2001. Improvement of critical current density in MgB_2 superconductors by Zr doping at ambient pressure. *Applied Physics Letters*, 79:3983.
- Fisher R A, Bouquet F, Phillips N E, Hinks D G. and Jorgensen J D., 2001. Preprint, Identification and Characterization of Two Energy Gaps in Superconducting MgB_2 by Specific Heat Measurements, *condensed matter*//0107072.

- Flukiger, R., Suo, H.L., Musolino, N., Beneduce, C., Toulemonde, P. and Lezza, P., 2003. Superconducting properties of MgB₂ tapes and wires. *Physica C*, 385 (1- 2) : 286- 305.
- Giubileo, F., Roditchev, D., Sacks, W., Lamy, R., Thanh, D.X. , Klein, J., Miraglia, S., Fruchart, D., Marcus, J. and Monod, P., 2001. Two- gap state density in MgB₂: A true bulk property or a proximity effect, *Physical Review Letters*, 8717 (17) : 7008.
- Giunchi, G., Ceresera, S., Ripamonti, G., Di Zenobio, A., Rossi, S., Chiarelli, S., Spadoni, M., Wesche, R. and Bruzzone, P.L., 2003. High performance new MgB₂ superconducting hollow wires. *Superconductor Science Technology*, 16 (2): 285- 291.
- Ginzburg, V. L. ve Landau, L. D., 1950. To the Theory of Superconductivity, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 20: 1064-1082.
- Glowacki B A, Majoros M, Vickers M, Evvets J E, Shi Y. and McDougall I., 2001. Superconductivity of powder-in-tube MgB₂ wires, *Superconductor Science and Technology*, 14 : 193.
- Grant P., 2001. Rehearsals for prime time, *Nature*, 411 : 532.
- Grasso G, Malagoli A, Ferdeghini C, Roncallo S, Braccini V, Cimberle M R and Siri A S., 2001. Large transport critical currents in unsintered MgB₂ superconducting tapes, *Applied Physics Letters*, 79:230.
- Handstein, A., Hinz, D., Fuchs, G., Muller, K.H., Nenkov, K., Gutfleisch, O., Narozhnyi, V.N. and Schultz, L., 2001. Fully dense MgB₂ superconductor textured by hot deformation. *Journal of Alloys and Compounds*, 329 (1- 2): 285- 289.
- Haas S and Maki K., 2001. Preprint, Anisotropic s-wave superconductivity in MgB₂, condensed matter//0104207.
- Harima, H., 2002. Energy band structures of MgB₂ and related compounds. *Physica C*, 378:18- 24.
- Handstein A, Hinz D, Fuchs G, Muller K H, Nenkov K, Gutfleisch O, Narozhnyi V N. And Schultz L., 2001. Preprint, Fully dense MgB₂ superconductor textured by hot deformation, condensed matter//0103408.

- Hinks D G, Claus H and Jorgensen J D., 2001. The complex nature of superconductivity in MgB_2 as revealed by the reduced total isotope effect, *Nature*, 411 457.
- Hinks, D.G., Jorgensen, J.D., Zheng, H. and Short, S., 2002. Synthesis and stoichiometry of MgB_2 . *Physica C*, 382:166- 176.
- Işık C., 2014. FeSe – 11 Süperiletkenlerin Üretimi, Karakterizasyonu Ve Fiziksel Özellikleri. Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Jin R, Paranthaman M, Zhai H Y, Christen H M, Christen D K and Mandrus D., 2001. Preprint, Unusual Hall Effect in Superconducting MgB_2 Films: Analogy to High- T_c Cuprates, *condensense matter*//0104411.
- Jin S, Mavoori H and van Dover R B., 2001. High critical currents in iron-clad superconducting MgB_2 wires, *Nature*, 411-563.
- Josephson , B. D., 1962. Possible New Effects in the Superconductive Tunneling, *Physics Letters*, 1,7:251-253.
- Jung C U, Park M S, Kang W N, Kim M S, Lee S Y. and Lee S I., 2001. Temperature- and magnetic-field-dependences of normal state resistivity of MgB_2 prepared at high temperature and high pressure condition, *Physica C*, 353-162.
- Junod A, Wang Y, Bouquet F. and Toulemonde P., 2001. Preprint, Specific heat of the 38 K superconductor MgB_2 in the normal and superconducting state: bulk evidence for a double gap, *condensed matter*//0106394.
- Karapetrov G, Iavarone M, Kwok W K, Crabtree G W. and Hinks D G., 2001. Scanning Tunneling Spectroscopy in MgB_2 , *Phys. Rev. Lett.* 86 : 4374.
- Karkin A E, Voronin V I, Dyachkova T V, Tyutyunnik A P, Zubkov V G, Zainulin Y G. and üGoshchitskii B N., 2001., Superconducting properties of the atomically disordered MgB_2 compounds, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letter*, 73:570.
- Kawano K, Abell J S, Kambara M, Hari Babu N and Cardwell D A., 2001. Preprint, Evidence for high inter-granular current flow in single-phase polycrystalline MgB_2 superconductor, *condensense matter*//0104114.

- Kazakov S M, Angst M. and Karpinski J., 2001. Preprint, Substitution effect of Zn and Cu in MgB_2 on T_c and structure, condensed matter//0103350.
- Kılıç S., 2008. Yüksek Geçiş Sıcaklıklı Süperiletkenlerde Kritik Durum Modellerinin İncelenmesi. Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Kim H J, Kang W N, Choi E M, Kim M S, Kim K H P. and Lee S I., 2001. High current-carrying capability in c-axis-oriented superconducting MgB_2 thin films, Physical Review Letters, 87: 087002.
- Kortus, J., Mazin, I., Belashchenko, K.D., Antropov, V.P. and Boyer, L.L., 2001. Superconductivity of metallic boron in MgB_2 . Physical Review Letters, 86 (20):4656- 4659.
- Kovac, P., Husek, I., Melisek, T., Grovenor, C.R.M., Haigh, S. and Jones H., 2004. Improvement of the current carrying capability of ex situ MgB_2 wires by normal particle additions. Superconductor Science Technology, 17: 1225-152.
- Kovac, P., Husek, I., Meligek, T., Grivel, J.C., Pachla, W., Strbik, V., Diduszko, R., Homeyer, J. and Andersen, N.H., 2004. The role of MgO content in ex situ MgB_2 wires. Superconductor Science and Technology, 17 : 41.
- Kovac, P., Husek, I., Melisek, T., Kulich, M. and Strbik, V., 2006. MgB_2 composite wires with Fe, Nb and Ta sheaths. Superconductor Science Technology, 19 : 600-605.
- Kramer, E.J., 1973. Scaling laws for flux pinning in hard superconductors Journal of Applied Physics , 44:1360.
- Kumakura H, Matsumoto A, Fujii H and Togano K., 2001. Preprint, High transport critical current density obtained for Powder-In-Tube-processed MgB_2 tapes and wires using stainless steel and Cu-Ni tubes, condensed matter//0106002.
- Lee, C.M., Lee, S.M., Park, G.C., Joo, J., Lim, J.H., Kang, W.N., Yi, J.H., Jun, B.H. and Kim, C.J., 2010. Investigation of lauric acid dopant as a novel carbon source in MgB_2 wire. Physica C, 470:1438- 1441.

- Lee, S., Mori, H., Masui, T., Eltsev, Y., Yamamoto, A. and Tajima, S. 2001. Growth, structure analysis and anisotropic superconducting properties of MgB_2 single crystals. *Journal of the Physical Society of Japan*, 70 (8): 2255- 2258.
- Lee, S., Masui, T., Mori, H., Eltsev, Y., Yamamoto, A. and Tajima, S., 2003. Crystal growth and characterization of MgB_2 : the relation between structural and superconducting properties. *Superconductor Science Technology*, 16 (2) : 213- 220.
- Li, H.L., Ruan, K.Q., Li, S.Y., Yu, Y., Wang, C.Y. and Cao, L.Z., 2003. Upper critical field and the effect of Li doping on the activation energy in MgB_2 , *Physica C*, 386:560- 564.
- Li, S.Y., Xiong, Y.M., Mo, W.Q., Fan, R., Wang, C.H., Luo, X.G., Sun, Z., Zhang, H.T., Li, L., Cao, L.Z. and Chen, X.H., 2001. Alkali metal substitution effects in $\text{Mg}_{1-x}\text{A}_x\text{B}_2$ (A = Li and Na), *Physica C*, 363:219-223.
- Loa I and Syassen K., 2001. Calculated elastic and electronic properties of MgB_2 at high pressures, *Solid State Communication*, 118 - 279.
- Lorenz B, Meng R L. and Chu C W., 2001, High Pressure Study on MgB_2 , *Physical Review B*, 64 : 012507.
- Manske D, Joas C, Eremin I and Bennemann K H., 2001. Preprint, Eliashberg-like theory for superconductivity in MgB_2 , to appear in *Physical Review B*, condensed matter//0105507.
- Manzano F and Carrington A., 2001. Preprint, Exponential Temperature Dependence of Penetration Depth in MgB_2 , condensed matter//0106166.
- Matsumoto, A., Kumakura, H., Kitaguchi, H., Fujii, H. and Togano, K., 2002. The annealing effects of MgB_2 superconducting tapes. *Physica C*, 387: 207- 212.
- Matsumoto, A., Kumakura, H., Kitaguchi, H. and Hatakeyama, H., 2004. Effect of impurity additions on the microstructures and superconducting properties of in situ-processed MgB_2 tapes. *Superconductor Science and Technology* , 17: 319- 323.
- Meissner, W., Ochsenfeld, R., 1933. Superconductivity, *Naturwissensch*, 21: 787-788.

- Mamedov B.A., Askerov I.M., 2007. A new algorithm for accurate evaluation of the generalized Bloch–Gruneisen function and its applications to MgB_2 superconductor, *Physics Letters*, 362: 324-326.
- Nagamatsu J, Nakagawa N, Muranaka T, Zenitani Y and Akimitsu J 2001, Superconductivity at 39K in magnesium diboride, *Nature*, 410: 63.
- Nakane, T., Kitaguchi, H., Fujii, H. and Kumakura, H., 2006. Improvement of exsitu MgB_2 powder in tube processed tapes using MgH_2 powder. *Physica C*, 445:784- 787.
- Nakane, T., Kitaguchi, H. and Kumakura, H., 2006. Improvement in the critical current density of ex situ powder in tube processed MgB_2 tapes by utilizing powder prepared from an in situ processed tape. *Applied Physics Letters*, 88 : 022513
- Onnes, H.K., 1911. Disappearance of The Electrical Resistance of Mercury of Helium. *Akad. van Wetenschappen*, 14: 113-115, 818-821.
- Otçu N U., 2015. Yitriyum Tabanlı Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Üretimi ve Fiziksel Özelliklerinin Araştırılması, Muğla Sıtkı Kocaman Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Papaconstantopoulos, D.A. and Mehl, M.J., 2001. Precise tight- binding description of the band structure of MgB_2 . *Physical Review B*, 6417 (17) : 2510.
- Paranthaman, M., Cantoni, C., Zhai, H.Y., Christen, H.M., Aytug, T., Sathyamurty, S., Specht, E.D., Thompson, J.R., Lowndes, D.H., Kerchner, H.R. and Christen, D.K., 2001. Superconducting MgB_2 films via precursor postprocessing approach. *Applied Physics Letters*, 78 (23): 3669- 3671.
- Poole, C. P., 2000. *Handbook of Superconductivity*, Academic Press, U.S.A.
- Pronin A V, Pimenov A, Loidl A and Krasnosvobodtsev S I., 2001. Optical conductivity and penetration depth in MgB_2 , *Physical Review Letters*, 87: 097003.
- Ravindran, P., Vajeeston, P., Vidya, R., Kjekshus, A. and Fjellvag, H., 2001. Detailed electronic structure studies on superconducting MgB_2 and related compounds. *Physical Review B*, 6422 (22): 4509.

- Savaşkan B., 2007. MgB₂ Süperiletkeninin Üretimi Ve Bazı Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi. Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Doktora Tezi.
- Sekkina, M.M.A. and Elsabawy, K.M., 2003. Narrow range of iridium-substitution on Mg_{1-x}Ir_xB₂ superconductor. Physica C: Superconductivity, Volume 391, Issue 3; 217-222.
- Shcherbakova, O.V., Pan, A.V., Soltanian, S. and Dou, S.X., 2007. Cooling rate effect on microstructure and superconducting properties of pure and SiC doped MgB₂ superconductors. Physica C: Superconductivity, Available online, 61.
- Shinohara, K., Ikeda H. and Yoshizaki R., 2007. Al addition effect of bulk MgB₂ superconductor. Physica C: Superconductivity, Available online.
- Simon, F., Janossy, A., Feher, T., Muranyi, F., Garaj, S., Forro, L., Petrovic, C., Bud'ko, S.L., Lapertot, G., Kogan, V.G. and Canfield, P.C., 2001. Anisotropy of superconducting MgB₂ as seen in electron spin resonance and magnetization data. Physical Review Letter, 87 047002.
- Sun, T., Zhang, X.P., Zhao, Y.G., Shen, R., Wang, K., Zhang, L.W., Cao, B.S., Xiong, Y.H., Li, P.J. and Wen, H.H., 2002. Study of the reactions between MgB₂ and Ag at high temperature. Physica C, 382, 367.
- Şener M., 2013. Nd Katkılı YBaCuO Süperiletken Üretimi Ve Karakterizasyonu, Malatya İnönü Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Takahashi T, Sato T, Souma S, Muranaka T and Akimitsu J., 2001, High-Resolution Photoemission Study of MgB₂, Physical Review Letters, 86: 4915.
- Togano, K., Nakane, T., Fujii, H., Takeya, H. and Kumakura, H., 2006. An interface diffusion process approach for the fabrication of MgB₂ wire. Superconductor Science Technology 19:17- 20.
- Wang, D., Ma, Y., Yu, Z., Gao, Z., Zhang, X., Watanabe, K. and Mossang, E., 2007. Strong influence of precursor powder on the critical current density of Fesheathed MgB₂ tapes. Superconductor Science Technology, 20: 574-578.

- Wang, J., Bugoslavsky, Y., Berenov, A., Cowey, L., Caplin, A.D., Cohen, L.F., MacManus Driscoll, J.L., Cooley, L.D., Song, X. and Larbalestier, D.C., 2002. High critical current density and improved irreversibility field in bulk MgB₂ made by a scaleable, nanoparticle addition route. *Applied Physics Letters*, 81: 2026- 2028.
- Wang, X.L., Zhou, S.H., Qin, M.J., Munroe, P.R., Soltanian, S., Liu, H.K. and Dou, S.X., 2003. Significant enhancement of flux pinning in MgB₂ superconductor through nano- Si addition. *Physica C*, 385, 461- 465.
- Wang, X.L., Cheng, Z.X. and Dou, S.X., 2007. Silicon oil: A cheap liquid additive for enhancing in- field critical current density in MgB₂. *Applied Physics Letters*, 99: 042501.
- Xiao, H., Peng, W., Song, W.H., Ma, R.C., Zhang, L., Du, J.J., Sun, Y.P., 2003. Influence of Mg deficiency on the properties of MgB₂. *Physica C*, 386: 648- 652.
- Xu, H.L., Feng, Y., Xu, Z., Yan, G., Cao, L.Z., Xiao, X.G.L., 2004. Enhancement of Critical Current Density in Graphite Doped MgB₂ Wires. *Chin. Physics Letters* , 21: 2511.
- Xu, M., Kitazawa, H., Takano, Y., Ye, J., Nishida, K., Abe, H., Matsushita, A., Tsujii, N. and Kido, G., 2001. Anisotropy of superconductivity from MgB₂ single crystals. *Applied Physics Letters*, 79 (17):2779- 2781.
- Xu, S., Moritomo, Y., Kato, K. and Nakamura, A., 2001. Mn- substitution effects on MgB₂ superconductor. *Journal of the Physical Society of Japan*, 70:1889- 1891.
- Xu, X., Kim, J.H., Qin, M.J., Yeoh, W.K., Zhang, Y. and Dou, S.X., 2006. Improved J_c of MgB₂ superconductor by ball milling using different media. *Superconductor Science Technology*, 19: 47- 50.
- Xu, X., dos Santos, D.I., Kim, J.H., Yeoh, W.K., Qin, M.J., Konstantinov, K., Dou, S.X., 2007. Effect of Boron powder purity on superconducting properties of bulk MgB₂. *Physica C*, 460- 462: 602- 603.

- Xu, X., Kim, J.H., Hossain, M.S.A., Park, J.S., Zhao, Y., Dou, S.X., Yeoh, W.K., Rindfleisch, M. and Tomsic, M., 2008. Phase transformation and superconducting properties of MgB_2 using ball- milled low purity boron. *Journal of Applied Physics*, 103: 023912.
- Yamaji K., 2001, Two-Band-Type Superconducting Instability in MgB_2 , *Journal of the Physical Society of Japan*, 70.
- Yang, H.D., Lin, J.Y., Li, H.H., Hsu, F.H., Liu, C.J., Li, S.C., Yu, R.C. and Jin, C.Q., 2001. Order parameter of MgB_2 : A fully gapped superconductor. *Journal of Applied Physics*, 8716 (16), 7003.
- Yildirim, T., Gulseren, O., Lynn, J.W., Brown, C.M., Udovic, T.J., Huang, Q., Rogado, N., Regan, K.A., Hayward, M.A., Slusky, J.S., He, T., Haas, M.K., Khalifah, P., Inumaru, K. and Cava, R.J., 2001. Giant anharmonicity and nonlinear electronphonon coupling in MgB_2 : A combined first- principles calculation and neutron scattering study. *Physical Review Letters* , 8703 (3):7001.
- Yeoh, W.K. and Dou, S.X., 2007. Enhancement of H_{c2} and J_c by carbon-based chemical doping. *Physica C: Superconductivity*, Volume 456, Issues 1-2; 170-179.
- Zan R., 2006. $\text{Bi}_{2-x}\text{Tb}_x\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_y$ Süperiletken Malzemesine Tb Katkısının Etkileri, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik, ABD, Yüksek Lisans Tezi.
- Zeng, R., Lu, L., Wang, J.L., Horvat, J., Li, W.X., Shi, D.Q., Dou, S.X. , Tomsic, M. and Rindfleisch, M., 2007. Significant improvement in the critical current density of in situ MgB_2 by excess Mg addition. *Supercond. Sci. Technol.* , 20: 43- 47.
- Zhang, Y., Zhou, S.H., Lu, C., Konstantinov, K. and Dou, S.X.. 2009. The effect of carbon doping on the upper critical field (H_{c2}) and resistivity of MgB_2 by using sucrose ($\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$) as the carbon source. *Superconductor Science Technology*, 22: 015025.

- Zhao, Y., Cheng, C.H., Rui, X.F., Zhang, H., Munroe, P., Zheng, H.M., Koshizuka, N. and Murakami, M., 2003. Improved irreversibility behavior and critical current density in MgB₂- diamond nanocomposites. *Applied Physics Letters*, 83:2916.
- Zhou, S., Pan, A.V., Horvat, J., Qin, M.J. and Liu, H.K., 2004. Effects of precursor powders and sintering processes on the superconducting properties of MgB₂ Superconductor Science Technology , 17: 528.
- Zhu, Y., Wu, L., Volkov, V., Li, Q., Gu, G., Moodenbaugh, A.R., Malac, M., Suenaga, M. and Tranquada, J., 2001. Microstructure and structural defects in MgB₂ superconductor. *Physica C*, 356, 239.
- Zhu, Y., Matsumoto, A., Senkowicz, B.J., Kumakura, H., Kitaguchi, H., Jewell, M.C., Hellstrom, E.E., Larbalestier, D.C. and Voyles, P.M., 2007. Microstructures of SiC nanoparticle- doped MgB₂/Fe tapes *Journal of Applied Physics*, 102: 013913.

ÖZGEÇMİŞ

Beytullah KARAKOÇ 1991 yılında Tirebolu’da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Bursa’da tamamladı. 2009 yılında Bursa Yıldırım Beyazıd Lisesinden mezun oldu. 2009 yılında girdiği Kafkas Üniversitesinde Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölüm’nü başarıyla tamamladı. 2017 yılında Giresun Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında tezli yüksek lisans eğitimine başladı. 2019 yılından itibaren M.E.B’de Fizik Öğretmeni olarak görev yapmaktadır.

